

KERNSPEKTROSKOPISCHE UNTERSUCHUNGEN
AM ZERFALL DES ^{155}Eu

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
des
Fachbereichs Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von

BERNHARD HEINRICH PATT
aus Hilchenbach/Westf.

Marburg/Lahn 1974

Druck: Görich & Weiershäuser, Marburg (Lahn)

KERNSPEKTROSKOPISCHE UNTERSUCHUNGEN
AM ZERFALL DES ^{155}Eu

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
des
Fachbereichs Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn



vorgelegt von

BERNHARD HEINRICH PATT
aus Hilchenbach/Westf.

Marburg/Lahn 1974

Druck: Görich & Weiershäuser, Marburg (Lahn)



Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität
Marburg/Lahn als

Dissertation angenommen am 20.12.74.

Tag der mündlichen Prüfung am 20.12.74.

Berichterstatter: Prof. Dr. W. Walcher

Mitberichterstatter: Prof. Dr. R. Stock

Inhalt

<u>1. Einleitung</u>	1
<u>2. Aufgabenstellung</u>	3
2. 1. Theoretische Vorbetrachtung	3
2. 2. Der Zerfall des ^{155}Eu	6
2. 3. Meßprobleme	11
<u>3. Durchführung der Messungen</u>	14
3. 1. Herstellung der ^{155}Eu -Quellen	14
3. 2. Meßapparaturen	19
3. 3. Ablauf der Experimente	22
3. 3. 1. Magnetspektrometer	22
3. 3. 2. Halbleiterspektrometer	24
<u>4. Meßergebnisse</u>	30
4. 1. Auswertung	30
4. 2. Diskussion der Ergebnisse	38
4. 2. 1. γ -Spektrum	38
4. 2. 2. Halbwertszeit	41
4. 2. 3. $\log ft$ -Werte	42
4. 2. 4. Formfaktoren	47
<u>5. Zusammenfassung</u>	53
<u>Literaturverzeichnis</u>	54



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552302_0019

Einleitung

Kernspektroskopische Untersuchungen im Übergangsbereich zwischen sphärischen und deformierten Kernen sind zur Überprüfung von Kernmodellen besonders interessant. Eine Reihe solcher Übergangskerne finden sich im Bereich der Seltenen Erden. Besonders ausgeprägt tritt der Wechsel zwischen nahezu sphärischem und stark deformiertem Zustand beim β -Zerfall des ^{155}Eu in das Tochternuklid ^{155}Gd mit dem Deformationsparameter $\delta=0,31$ auf. Die vollständige Kenntnis der Zerfallsdaten ist daher von großem Interesse.

Das zu diesem Zerfall bisher vorliegende Datenmaterial ist jedoch sehr unvollständig und widersprüchlich. Die Unstimmigkeiten reichen von der Halbwertszeit, den β -Zweigungsverhältnissen, den β -Grenzenergien über die $\log ft$ -Werte bis zum γ -Spektrum des Tochterkerns ^{155}Gd . Zu den Formfaktoren der einzelnen β -Partialspektren liegen bisher überhaupt keine experimentellen Daten vor. Im Rahmen dieser Arbeit sollte versucht werden, die bestehenden Widersprüche zu beseitigen und fehlende Zerfallsdaten zu bestimmen.

Für die Unvollständigkeit des experimentellen Datenmaterials kann eine Reihe von Gründen angeführt werden. Einmal ist die Herstellung von für β -spektroskopische Meßzwecke geeigneten Präparaten im Fall des ^{155}Eu besonders schwierig. Dementsprechend mußten vor der Durchführung der geplanten Experimente umfangreiche Untersuchungen zur Präparation der β -Quellen vorgenommen werden. (Vgl. 3.1.) Zum anderen können störnuklidfreie ^{155}Eu -Quellen nur mit geringer Aktivität hergestellt werden. Da für die Untersuchungen am Gesamt β -Spektrum ein magnetisches Spektrometer eingesetzt werden muß, ist mit entsprechend langen Meßzeiten zu rechnen. Deshalb wurde eine digital steuerbare Einstell - und Registrierautomatik für magnetische

Spektrometer entwickelt. (Vgl. 3.2.) Schließlich sind die energetischen Abstände der interessierenden γ -Übergänge bzw. der β -Grenzenergien so gering, daß die Separation der β -Partialspektren nur durch Koinzidenzmessungen mit Hilfe hochauflösender Ge(Li)- und Si(Li)-Detektoren gelingt. Dazu wurde als Ergänzung zu dem magnetischen Spektrometer ein vielseitig einsetzbares Halbleiterspektrometer aufgebaut. (Vgl. 3.2.)

Mit Hilfe dieser Apparaturen wurde eine umfangreiche Meßserie am β -Zerfall des ^{155}Eu durchgeführt. Die dabei erzielten Ergebnisse sind in 4. zusammengestellt und werden mit den entsprechenden Angaben anderer Autoren verglichen.

2. Aufgabenstellung

2. 1. Theoretische Vorbetrachtung

Zur Deutung der Meßergebnisse am β -Zerfall des ^{155}Eu werden einige grundlegende Beziehungen aus der Theorie des β -Zerfalls benötigt. Diese sind im folgenden zusammengestellt.

Bei der Formulierung der theoretischen Zusammenhänge des β -Zerfalls wird die kinetische Energie T , die Gesamtenergie E und der Impuls p der Zerfallselektronen zweckmäßigerweise durch die relative Gesamtenergie ϵ und den relativen Impuls η ausgedrückt. Bei Verwendung der üblichen Naturkonstanten

e : Elementarladung

m : Ruhemasse des Elektrons

c : Lichtgeschwindigkeit

gilt für die relative Gesamtenergie ϵ der Elektronen

$$\epsilon = \frac{E}{mc^2} = \sqrt{1 + \eta^2} \quad (2.1.)$$

Der relative Impuls η ist

$$\eta = \frac{p}{mc} = \frac{e}{mc} B_0 = \frac{1}{1704,43} \frac{B_0}{\text{Gcm}} \quad (2.2.)$$

Dabei ist zu beachten, daß p der relativistische Impuls der Elektronen ist. Hier gilt

$$p = \gamma m v \text{ mit } \gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} \text{ und } E = T + mc^2.$$

Für den Zusammenhang zwischen Gesamtenergie E , relativer Gesamtenergie und kinetischer Energie T gilt

$$E = T + m c^2 \quad (2.3.)$$

und

$$T = 510,976 (\epsilon - 1) \text{ keV} \quad (2.4.)$$

Bei Verwendung der hier eingeführten Größen läßt sich die Wahrscheinlichkeit dafür, daß pro Zeiteinheit ein Elektron emittiert wird, dessen Energie zwischen ϵ und $\epsilon+d\epsilon$ liegt, beschreiben durch:

(Vgl. [1])

$$W(\epsilon)d\epsilon = CF(Z, \epsilon) n \epsilon (\epsilon_0 - \epsilon)^2 S_n(\epsilon) d\epsilon . \quad (2.5.)$$

Hier ist ϵ_0 die Grenzenergie des betrachteten β -Übergangs; die Konstante C beträgt

$$C = g^2 \frac{c^4 m^5}{2\pi^3 \hbar^7} .$$

Dabei ist g die Kopplungskonstante für die schwache Wechselwirkung. Die Fermifunktion $F(Z, \epsilon)$ beschreibt den Einfluß des Kerncoulombfeldes des Tochterkerns auf die emittierten Elektronen; deshalb ist für Z die Kernladungszahl des Tochterkerns einzusetzen. Werden dem Anfangszustand des Mutterkerns die Drehimpulsquantenzahl J_i und die Parität π_i , entsprechend dem Endzustand des Tochterkerns J_f und π_f zugeordnet, können die verschiedenen β -Übergänge nach Verbotenheitsgraden n klassifiziert werden. Die Auswahlregeln für Spin und Parität von Mutter und Tochterkern sind für erlaubte und einfach verbotene β -Übergänge in Tab.1. zusammengestellt.

n	Klassifikation	$\pm \Delta J$	$\pi_i \pi_f$	log ft-Wert
0	erlaubt	0,1	+	3...6
1	einfach verboten, non unique	0,1	-	6...8
1	einfach verboten, unique	2	-	8...10

Tab. 1: Klassifikation von β -Übergängen.

In Tab.1 sind außerdem die log ft-Werte der einzelnen β -Übergänge aufgeführt. Die komparative Halbwertszeit ft

läßt sich experimentell durch Messungen der Grenzenergie ϵ_0 , der Halbwertszeit t sowie der β -Verzweigungsverhältnisse bestimmen. (Vgl. 4.2.3.) f ist das Integral über die Zerfallswahrscheinlichkeit nach (2.5.):

$$f(Z, \epsilon_0) = \int_1^{\epsilon_0} F(Z, \epsilon) n \epsilon (\epsilon_0 - \epsilon)^2 d\epsilon$$

Dieses Integral läßt sich nur numerisch berechnen. Tabellierte Werte dafür finden sich z.B. in [44].

In Gleichung 2.5. tritt noch der Formfaktor S_n auf. Im Falle eines erlaubten β -Übergangs ($n=0$) ist S_0 eine von der Leptonenenergie unabhängige Konstante, die die Formstruktur des β -Spektrums nicht beeinflußt. Bei einfach verbotenen β -Übergängen ($n=1$) ist S_1 nicht mehr unabhängig von der Leptonenenergie, und S_1 beschreibt dann die Abweichung des β -Spektrums von der erlaubten (statistischen) Form. Für den Fall eines einfach non unique verbotenen β -Spektrums enthält S_1 die diesen Zerfall bestimmenden sechs Übergangsmatrixelemente. Im Rahmen der Konopinski-Uhlenbeck Näherung läßt sich dann der Formfaktor darstellen als

$$S_1(\epsilon) = k \left(1 + a\epsilon + \frac{b}{\epsilon} + c\epsilon^2 \right) \quad (2.6.)$$

Hier ist k ein Eichfaktor, der die absolute Zerfallsrate der Quelle und die Gesamttransmission der Meßapparatur enthält. In der Regel gelingt es nicht, aus der Messung eines β -Spektrums die Formfaktorkoeffizienten a , b , c einzeln zu bestimmen. Da einmal diese Koeffizienten klein sind und zum andern in linearem, hyperbolischem und quadratischem Term nebeneinander auftreten, können trotz einer insgesamt guten Formfaktoranpassung mit dem Ansatz 2.6. unrealistische Werte für die Einzelkoeffizienten auftreten.

Bei der Auswertung der Meßergebnisse zeigte sich, daß weder der quadratische noch der hyperbolische Term in (2.6.) einen merkbaren Beitrag liefern. (Vgl. 4.2.4.). Wenn die gemessenen β -Spektren nur wenig von der statistischen Form

abweichen, (Vgl. dazu Fig. 13-18) läßt sich daher in Übereinstimmung mit anderen Autoren ([2], [35], [52]) der Ansatz für den Formfaktor zu

$$S_1(\epsilon) = k(1 + a\epsilon) \quad (2.7.)$$

vereinfachen. Dann wird die Energieabhängigkeit des Formfaktors allein durch den Parameter a beschrieben.

Mit der Beziehung 2.5. wird ein einfaches β -Spektrum beschrieben. In der Regel zerfällt jedoch ein β -Strahler über mehrere Partialspektren in verschiedene angeregte Niveaus seines Tochterkerns. Die Überlagerung solcher Partialspektren zu einem komplexen Gesamtspektrum läßt sich als Erweiterung von 2.5. zu

$$W(\epsilon)d\epsilon = \sum_{i=1}^k W_i(\epsilon)d\epsilon = CF(Z, \epsilon)\eta \sum_{i=1}^k (\epsilon_{oi} - \epsilon)^2 S_{ni}(\epsilon)d\epsilon \quad (2.8.)$$

angeben. Dabei ist k die Anzahl der Partialspektren. Von dieser Beziehung wird Gebrauch gemacht, wenn die Energieverteilung der Zerfallselektronen mit einem Halbleiterdetektor aufgenommen wird. Durch Umformung mit Hilfe von 2.1. und 2.2. läßt sich aus 2.8. die Impulsverteilung der Elektronen zu

$$W(\eta)d\eta = \sum_{i=1}^k W_i(\eta)d\eta = CF(Z, \eta)\eta^2 \sum_{i=1}^k (\epsilon_{oi} - \epsilon)^2 S_{ni}(\epsilon)d\eta \quad (2.9.)$$

berechnen. Diese Beziehung wird herangezogen, wenn mit einem magnetischen Spektrometer die Impulsverteilung der Elektronen gemessen wird.

2.2. Der Zerfall des ^{155}Eu

An Hand des Zerfallsschemas in Fig. 1 soll nun der Zerfall des ^{155}Eu näher diskutiert werden.

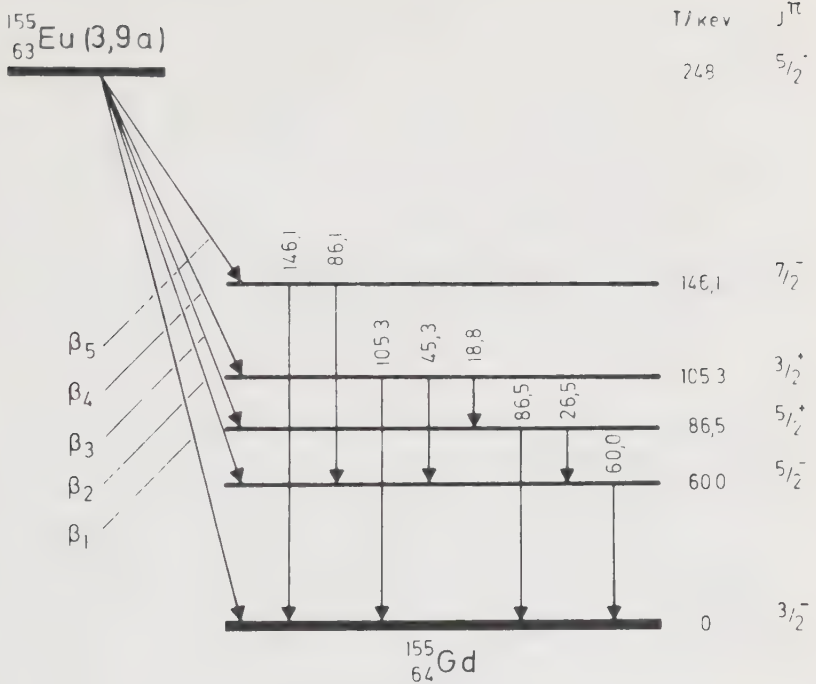


Fig. 1: Zerfallsschema des ^{155}Eu unter Berücksichtigung der Ergebnisse dieser Arbeit.

Dieses Zerfallsschema hat sich im Lauf der letzten Jahre - bis auf einige Unstimmigkeiten - im wesentlichen aus γ -spektroskopischen Untersuchungen herauskristallisiert. ([4] - [29]) Das ^{155}Eu zerfällt über mehrere β -Übergänge, die nach abnehmender Grenzenergie von $\beta_1 \dots \beta_5$ gekennzeichnet sind, in mehrere angeregte Niveaus des ^{155}Gd . Diese angeregten Niveaus zerfallen über γ -Übergänge oder innere Konversion in den Grundzustand des ^{155}Gd . Die Klassifikationsmerkmale der einzelnen Partialspektren β_i sind in Tab.2 zusammengestellt.

β_i	$\pm \Delta J$	$\pi_i \cdot \pi_f$	E_0 / keV	$\log ft$
β_1	1	-	248	2,6
β_2	0	-	188	2,3
β_3	0	+	161	7,5
β_4	1	+	143	7,6
β_5	1	-	102	3,6

Tab. 2: Klassifikation der β -Partialspektren $\beta_1 - \beta_5$ beim Zerfall des ^{155}Eu unter Einbeziehung der Ergebnisse dieser Arbeit.

Gemäß Tab.1 sind alle einfach verbotenen Spektren non unique einfach verboten. Auf Grund der Auswahlregeln für Spin und Parität sind die Übergänge β_1 , β_2 und β_5 einfach verboten, die Übergänge β_3 und β_4 erlaubt. Im Vergleich zu Tab.1 sind die hier angegebenen $\log ft$ -Werte sowohl für die verbotenen als auch für die erlaubten Übergänge zu groß. Darauf wird in 4.2.3. näher eingegangen.

Der Kernspin des Mutterkerns ^{155}Eu konnte bisher nicht direkt gemessen werden. Der hier im Zerfallschema angegebene Wert von $J=5/2$ ergibt sich ebenso wie die positive Parität dieses Zustandes aus dem Nilsson-Modell. Dem Kernspin des Grundzustandes des Tochterkerns ^{155}Gd läßt sich nach den gleichen Modellvorstellungen der Wert $J=3/2$ und negative Parität zuordnen. (Vgl. dazu [4],[5], [22]). Der Kernspin dieses Zustandes wurde außerdem mehrfach experimentell untersucht. Ältere optische Hyperfeinstrukturmessungen von Murakawa [10] ergaben einen Wert von $J=3/2$, der im Widerspruch zu dem mit der gleichen Methode gefundenen Wert $J=3/2$ von Speck [18] steht. Low [27] konnte durch paramagnetische Resonanzuntersuchungen die Spinzunordnung $3/2$ bestätigen, sodaß als wahrscheinlicher Wert $J=3/2$ für den Grundzustand des ^{155}Gd angenommen werden darf.

Der erste angeregte Zustand des ^{155}Gd bei 60,0 keV wird durch den Übergang β_2 bevölkert. Die Messungen von Foin [9] am Konversionselektronenspektrum lassen als mögliche Spinzuordnungen $5/2$ und $3/2$ zu. Die Möglichkeit $J=3/2$ wird durch $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationsmessungen von Subba Rao [14] ausgeschlossen. Auch spätere Untersuchungen einiger andere Autoren ([4], [5], [20], [23]) insbesondere von Blichert-Toft [4], der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen ($\text{NaJ} - \text{Ge(Li)}$) durchführte, bestätigen für das Niveau bei 60,0 keV die Spinzuordnung $J=5/2$.

Die positive Parität der beiden Niveaus bei 86,5 und 105,3 keV folgt aus den β -Verzweigungsverhältnissen bzw. den daraus berechneten $\log ft$ -Werten für die entsprechenden Partialspektren β_3 und β_4 . (Vgl. dazu 4.2.1.) Dabei werden die Übergänge β_3 und β_4 als erlaubt angesehen. Dazu ist allerdings zu bemerken, daß diese Verzweigungsverhältnisse nicht aus Messungen am Gesamt- β -Spektrum oder einzelnen Partialspektren, sondern aus den relativen Häufigkeiten der zugehörigen γ -Übergänge bestimmt wurden. [44]

Die Drehimpulsauswahlregeln für den γ -Zerfall erlauben für beide Niveaus Werte von $3/2$ und $5/2$. Auch die Konversionsmessungen von Foin [9] und die Ergebnisse von Kormicki [5] aus Messungen am Zerfall des ^{155}Tb (K-Einfang) gestatten keine eindeutige Spinzuordnung für diese Niveaus.

Während die Bestimmung des g -Faktors von Hryniewicz [28] für das 86,5 keV-Niveau ebenfalls keine eindeutige Spinzuordnung zuläßt, weisen die Untersuchungen von Jaskola [7] an der Reaktion $^{156}\text{Gd} (d,t)$ auf einen Wert von $J=5/2$ für dieses Niveau hin. Dieser Wert konnte auch durch Mößbauerexperimente von Delyagin [29] bestätigt werden, wohingegen entsprechende Mößbaueruntersuchungen von Stevens [6] den Wert

$J=1/2$ ergaben. Dieser Wert ist jedoch weder mit den Drehimpulsauswahlregeln für den γ -Zerfall des ^{155}Gd noch mit den β -spektroskopischen Daten vereinbar. Für den Spinwert $J=1/2$ des 86,5 keV-Niveaus wäre der zugehörige Übergang β_3 2-fach verboten und könnte nur mit wesentlich geringerer Häufigkeit (Faktor ~ 100) auftreten. Bei Zusammenfassung der zur Verfügung stehenden experimentellen Daten kann die Spinzuordnung $J=5/2$, die im Zerfallschema angegeben ist, als wahrscheinlich angesehen werden, obwohl der Wert $3/2$ nicht mit Sicherheit auszuschließen ist.

Entsprechend unsicher liegen die Verhältnisse bei dem 105,3 keV-Niveau. Auch hier gestattet eine Reihe verschiedener Experimente keine eindeutige Spinzuordnung. [4], [5], [10] Allerdings weisen ältere $\gamma\gamma$ -Richtungskorrelationsmessungen von Subba Rao [14] an der (45,3 - 60,0) keV γ -Kaskade auf einen Spin von $3/2$ für das 105,3 keV-Niveau hin. Die Ergebnisse von Jaskola [7] an der Reaktion $^{156}\text{Gd}(d,t)^{155}\text{Gd}$ lassen Werte von $3/2$ und $9/2$ zu, wobei der Wert $9/2$ wieder auf Grund der Drehimpulsauswahlregeln für den γ -Zerfall und der Häufigkeit bzw. des $\log ft$ -Wertes des Übergangs β_4 (der in diesem Fall 2-fach verboten wäre) ausgeschlossen werden kann. Insgesamt legen die existierenden spektroskopischen Daten eine Spinzuordnung $J=3/2$ für das 105,3 keV-Niveau nahe, die aber nicht als völlig gesichert angesehen werden kann.

Von einigen Autoren ([12], [13], [15], [17]) wird noch ein Niveau bei 118 keV angegeben, während in anderen Arbeiten ([4], [23]) kein Hinweis für die Bevölkerung dieses Niveaus durch den β -Zerfall des ^{155}Eu gefunden wird.

Schließlich existiert noch ein angeregtes Niveau bei 146,1 keV. Dieses Niveau wird durch den Übergang β_5 nur sehr schwach bevölkert. (1,3%) In einigen [30], [47], [48] älteren γ -spektroskopischen Arbeiten taucht dieses Niveau nicht auf, ist jedoch mit modernen Ge (Li)-Detektoren eindeutig zu identifizieren. (Vgl. dazu 4.2.2.) Die Spin-Paritätszuordnung für dieses Niveau $J=7/2$ folgt zum einen aus Nilsson Modellvorstellungen, zum andern aus Messungen am β^+ -Zerfall des ^{155}Tb .

Die hier zusammengestellten Daten zum Zerfall des ^{155}Eu basieren im wesentlichen auf γ -spektroskopischen Untersuchungen. Es existieren lediglich einige ältere Messungen [30], [47], [48] mit magnetischen Spektrometern am Gesamt- β -Spektrum. Dabei wurde versucht, mit Hilfe der Kurie-Analyse (Vgl. 4.1.) die einzelnen β -Partialspektren zu separieren. Dabei treten jedoch Rechenfehler auf, die sich bei der Separation von mehr als zwei bis drei Partialspektren aus dem Gesamtspektrum zu so großen Fehlern addieren, daß Grenzenenergien, relative Häufigkeiten und Formfaktoren der Partialspektren nicht mehr mit ausreichender Genauigkeit bestimmt werden können.

Das bisher vorliegende unvollständige Datenmaterial zum β -Zerfall des ^{155}Eu und die Widersprüche im γ -Spektrum waren der Anlaß dafür, im Rahmen dieser Arbeit mit modernen Meßmethoden (Halbleiterdetektoren) den Zerfall des ^{155}Eu erneut zu untersuchen, um die Unstimmigkeiten am Zerfallsschema dieses Kerns zu beseitigen und die Zerfallsdaten zu ergänzen. Die dabei im einzelnen auftretenden Meßprobleme sollen im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

2.3. Meßprobleme

Beim Literaturstudium zum Zerfall des ^{155}Eu stellte sich heraus, daß für die Halbwertszeit dieses Nuklids erheblich unterschiedliche Ergebnisse vorliegen. Während von Autoren in [4], [12], [17] und [44] für die Halbwertszeit Werte zwischen $T_{1/2}=1,71\text{a}$ und $T_{1/2}=1,85\text{a}$ angegeben werden, (ohne Angabe des Meßverfahrens) findet Mowatt [8] $T_{1/2}=(4,65 \pm 0,25)\text{a}$. Dieses Ergebnis basiert auf einer Analyse des Abklingverhaltens der mit einem Ge(Li) Detektor aufgenommenen intensiven $105,3\text{ keV}$ -Totalabsorptionslinie. (Vgl. dazu das γ -Spektrum in Fig. 6) In dieser Arbeit sollte versucht werden, die unterschiedlichen Angaben zur Halbwertszeit des ^{155}Eu an Hand des Abklingverhaltens der K_{α} und K_{β} -Röntgenlinien so-

wie der 60keV, 86keV, 105keV und 146keV γ -Totalabsorptionslinien zu überprüfen.

Die Messungen am γ -Spektrum sollten außerdem dazu herangezogen werden, die widersprüchlichen Aussagen zur Anregung eines 118keV-Niveau des ^{155}Gd bei dem β -Zerfall des ^{155}Eu aufzuklären. Dabei sollte einmal die Existenz eines direkten γ -Übergangs dieses Niveaus in den Grundzustand des ^{155}Gd durch sorgfältige Messungen mit einem Ge(Li)-Detektor untersucht werden, zum anderen sollte mit einem hochauflösenden Röntgenquantendetektor nach eventuell vorhandenen niederenergetischen Kaskadenübergängen aus dem 118keV-Niveau gesucht werden.

Eine weitere Meßaufgabe am β -Zerfall des ^{155}Eu besteht darin, die Zerfallsenergie zwischen den Grundzuständen des ^{155}Eu und des ^{155}Gd zu bestimmen. Dazu liegen bisher einige ältere Magnetspektrometermessungen vor. [13], [30], [47], [49] Die Zerfallsenergie sollte hier einmal durch sorgfältige Messungen mit einem magnetischen Spektrometer am oberen Ende des Gesamt- β -Spektrums überprüft werden, zur Verschärfung der Fehlerangaben sollten außerdem die Grenzenergien der inneren Partialspektren β_3 und β_4 durch $\beta\gamma$ -Koinzidenzmessungen mit einer Halbleitermeßanordnung bestimmt werden. Aus diesen Grenzenergien läßt sich dann die Zerfallsenergie mit Hilfe der gut bekannten γ -Übergangsenergien berechnen.

Mit den aus diesen Messungen gewonnenen Ergebnissen zur Halbwertszeit und zu den Grenzenergien der Partialspektren können dann die log ft-Werte für die einzelnen β -Übergänge neu berechnet werden. Da die bisher in der Literatur angegebenen Werte sowohl für die erlaubten Spektren β_3 und β_4 als auch für die einfach verbotenen Spektren β_1 , β_2 und β_5 über den für solche Übergänge zu erwartenden Werten liegen, erscheint eine Neuberechnung besonders lohnenswert.

Die großen $\log ft$ -Werte für die Einzelspektren weisen auf einen höheren Verbotenheitsgrad hin als nach den in Tab. 1 angegebenen Auswahlregeln für Spin und Parität erwartet werden kann. Aus diesem Grunde sollten an den durch $\Sigma\gamma$ -Koinzidenzmessungen separierten Partialspektren $\mathcal{B}_3$ und $\mathcal{B}_4$ Formfaktoruntersuchungen vorgenommen werden, um festzustellen, ob diese Spektren Abweichungen vom erlaubten (statistischen) Verlauf aufweisen. Diese Formfaktoruntersuchungen sind insofern von besonderem Interesse als dazu bisher überhaupt keine experimentellen Daten vorliegen.

3. Durchführung der Messungen

3.1. Herstellung der ^{155}Eu -Quellen

Der Herstellung von geeigneten Meßpräparaten kommt in der β -Spektroskopie entscheidende Bedeutung zu. Das radioaktive Präparat muß in möglichst dünner, homogener Schicht auf dünnen Trägerfolien vorliegen, um einmal Selbstabsorption in der Quelle und zum anderen Rückstreuung der emittierten Elektronen an der Trägerfolie zu vermeiden. Die Rückstreuung der Elektronen hängt von der Kernladungszahl Z der Unterlage und deren Dicke ab. Um Aufladungserscheinungen zu vermeiden, muß die Trägerfolie außerdem leitend und geerdet sein. Als geeignete Trägerfolie, die die oben genannten Forderungen gut erfüllt, bietet sich Aluminium ($Z=13$) an. Früher durchgeführte Untersuchungen an den erlaubten β -Spektren von ^{35}S , ^{60}Co und ^{32}P zeigten, daß bei Al-Folien von etwa $5\mu\text{m}$ Dicke keine meßbare Beeinflussung der Formstruktur der ausgemessenen β -Spektren (oberhalb 50 keV) zu beobachten war.

Im Rahmen der im hiesigen β -Spektrometer-Labor durchgeführten Arbeiten wurden verschiedene Techniken zur Herstellung von β -Quellen untersucht:

Auftropfen und Auskristallisieren des zu untersuchenden Nuklids aus wässriger Salzlösung [32], [33]

Elektrolytische Abscheidung in elementarer Form (Electrodeposition) [32], [34]

Elektrolytische Abscheidung als Komplex (Molecularplating) [33], [35], [36]

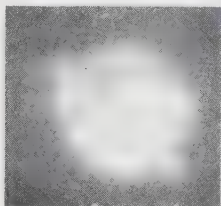
Aufdampfen [37]

Direkter Einschuß radioaktiver Ionen in die Trägerfolie mit Hilfe von Ionenquellen [38], [39], [40]

Bei diesen Untersuchungen zeigte sich, daß nicht alle Verfahren für jedes Element gleich gut geeignet sind. Ausgedehnte Blindversuche mit inaktivem Material ergaben, daß im Bereich der Seltenen Erden das elektrolytische Abscheideverfahren aus organischen Lösungsmitteln Quellen liefert, die für β -spektroskopische Meßzwecke sehr gut geeignet sind.

Der eigentliche Vorgang des elektrolytischen Präparationsverfahrens für β -Quellen der Seltenen Erden ist ausführlich in [35] beschrieben und soll hier nur kurz angedeutet werden. Die mit Neutronen bestrahlte Probe L_2O_3 (L=Lanthanid) wird in HCl gelöst, als LCl_3 auskristallisiert, in Pyridin aufgelöst und aus dieser Lösung als organischer Komplex auf der Trägerfolie abgeschieden.

Bevor die Elektrolyse in Gang gesetzt wird, muß die etwa 5...10 mm dicke Aluminiumoxidschicht auf der Trägerfolie mit Flußsäure abgeätzt werden, um gute Haftfähigkeit und Homogenität des Niederschlags zu erreichen. Zur Demonstration sind in Abb.2 die Autoradiographien von zwei β -Quellen dargestellt.



a)

b)(Negativ)

Abb.2: Elektrolytisch auf Al-Folien aufgebrachte ^{155}Eu Quellen

Abb.2a: Ohne Entfernung der Al_2O_3 -Schicht

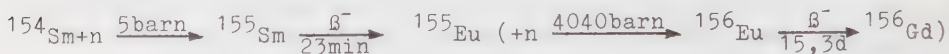
Abb.2b: Nach Entfernung der Al_2O_3 -Schicht

Bei der in Abb.2a gezeigten Autoradiographie wurde die Al_2O_3 -Schicht nicht entfernt. Hier wurde die Al_2O_3 -Schicht an einigen Stellen durchschlagen; nur an diesen (in Abb.2a) hellen Stellen wurde das aktive Material abgeschieden. In Abb.2b ist die Autoradiographie einer Quelle dargestellt, bei der die Al_2O_3 -Schicht entfernt wurde. Man erkennt, daß das radioaktive Material hier in einer homogenen Schicht abgeschieden wurde. Dieses Autoradiogramm wurde außerdem photometriert. Es zeigte sich, daß keine Abweichung der Schwärzung und damit der Homogenität von mehr als 10% auftraten.

Auf diese Weise wurden acht ^{155}Eu -Quellen hergestellt. Die Aktivität dieser Quellen betrug zwischen 3 μCi und 20 μCi . Dabei lag die Präparatdicke zwischen 1 μm und 5 μm . Zur Überprüfung von Kreisform und Zentrierung wurden ebenfalls Autoradiogramme angefertigt. (Bestrahlungszeit: 3...30 h)

Die auf diese Weise hergestellten β -Quellen zeichnen sich außerdem durch eine hohe Beständigkeit unter Normal - und Vakuumbedingungen aus.

Zur Herstellung der ^{155}Eu -Quellen wurde von Oak Ridge, National Laboratory, auf 99,54% angereichertes ^{154}Sm in der chemischen Form Sm_2O_3 bezogen. (Im natürlichen Isotopengemisch ist ^{154}Sm zu 22,5% enthalten.) Mehrere Proben von 0,2...3mg Sm_2O_3 wurden 1,2,6 und 20 Tage lang bei einer Neutronenflußdichte von $9 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2\text{s}$ im Reaktor FR2 der Gesellschaft für Kernforschung in Karlsruhe bestrahlt. Dabei spielt sich folgender Prozeß ab:



Bei diesem "Rösselsprung" - Verfahren ist zu beachten, daß sich neben dem gewünschten ^{155}Eu je nach Bestrahlungs-

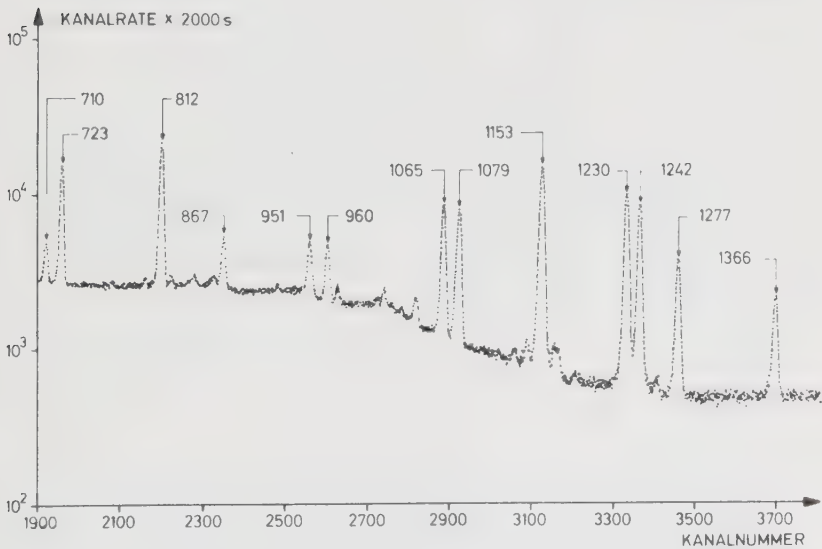
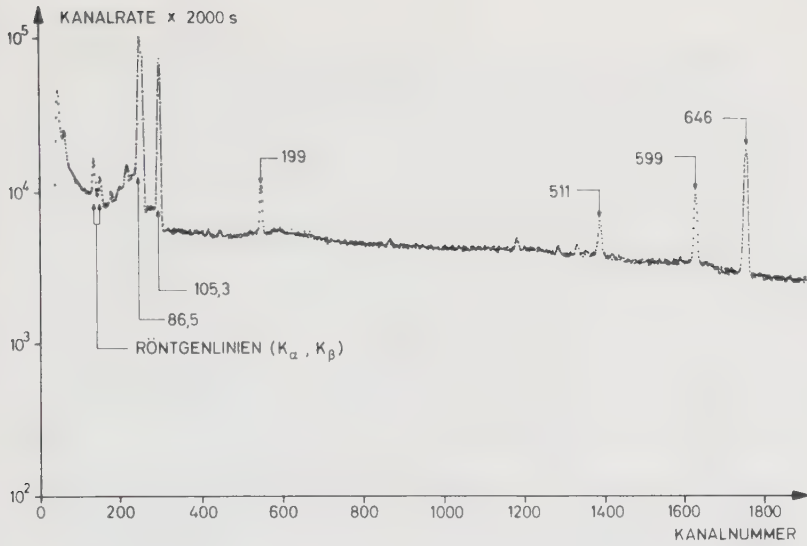


Fig. 3: Mit einem Ge(Li)-Detektor aufgenommenes γ -Spektrum von ^{155}Eu (durch Pfeile von unten markiert) und ^{156}Eu (durch Pfeile von oben markiert). Alle Energien sind in keV angegeben.

zeit wegen des großen Einfangsquerschnittes von $\sigma=4040$ barn [8] des ^{155}Eu noch ^{156}Eu in erheblicher Menge bildet. Um eine Beeinflussung der Messungen durch das Störnuklid ^{156}Eu zu vermeiden, ist eine ausreichende Abklingzeit der bestrahlten Proben unerläßlich. Im Einzelfall ist jeweils ein Kompromiß zwischen bestrahlter Menge, Bestrahlungsdauer und Abklingzeit zu schließen, um eine ungestörte Messung der ^{155}Eu -Spektren zu gewährleisten.

Zur Demonstration der Verunreinigungen ist in Fig.3 ein mit einem Ge(Li)-Detektor aufgenommenes γ -Spektrum dargestellt, das vier Tage nach der Bestrahlung einer $^{154}\text{SmO}_3$ Probe registriert wurde. Die Bestrahlungszeit betrug in diesem Fall sechs Tage. Die Aufnahme dieses γ -Spektrums wurde im Abstand von ca. einem Monat mehrfach wiederholt. Dabei zeigte sich, daß die Peakvolumina der γ -Totalabsorptionslinien des ^{156}Eu (in Fig.3 durch Pfeile von oben markiert) mit der wohlbekannten Halbwertszeit von 15,3d abnahmen. Die eigentlichen Messungen am ^{155}Eu wurden erst dann aufgenommen, nachdem die Störaktivität auf weniger als 1% abgeklungen war. Im Einzelfall waren dazu Abklingzeiten von mehreren Monaten bis zu einem Jahr notwendig. Ein auf diese Weise erhaltenes bereinigtes γ -Spektrum zeigt Fig.6.

3.2. Meßapparaturen

Die β -spektroskopischen Untersuchungen am Zerfall des ^{155}Eu wurden einmal mit einem magnetischen Spektrometer und zum andern mit einer Meßapparatur mit Halbleiterdetektoren durchgeführt. Bevor auf den Aufbau beider Meßapparaturen eingegangen wird, sollen kurz Vor- und Nachteile beider Meßverfahren einander gegenübergestellt werden.

Mit einem magnetischen Spektrometer wird die Impulsverteilung der Zerfallselektronen im Einkanalverfahren gemessen; dabei ist zu jedem Meßpunkt des Impulsspektrums des zu untersuchenden β -Strahlers eine neue Einstellung des Magnetfeldes erforderlich. Daher wird die Messung mit einem Magnetspektrometer im allgemeinen sehr langwierig. Im Gegensatz dazu wird mit einem Halbleiterdetektor in Verbindung mit einem Vielkanalimpulshöhenanalysator die Energieverteilung der Zerfallselektronen simultan registriert. Diesem Vorteil stehen jedoch zwei Nachteile gegenüber: Zum einen besitzt der Halbleiterdetektor mit dem die Elektronen registriert werden sollen auch ein endliches Ansprechvermögen für andere Strahlungsarten. (γ - und Röntgenstrahlung) Zum andern geben nicht alle Elektronen ihre gesamte Zerfallsenergie in der aktiven Schicht ab, da sie nach Abgabe eines Teils ihrer Energie aus dem Kristall heraus gestreut werden können. In 4.1. wird beschrieben, welche Vorkehrungen getroffen werden müssen, um diese Störeffekte möglichst klein zu halten bzw. welche Korrekturen an den gemessenen Spektren anzubringen sind.

Im Einzelfall wird es also wesentlich von der Halbwertszeit des zu untersuchenden Nuklids und von der Aktivität der Quelle abhängen, welches Meßverfahren gewählt werden muß. (Vgl. auch [42])

Bei dem magnetischen Spektrometer handelt es sich um ein Siegbahn-Slätis-Linsenspektrometer, mit Zwischenbildfokussierung, dessen Aufbau und Funktionsprinzip in [49] beschrieben sind. Bei einem Quellendurchmesser von 2-3 mm kann dieses Spektrometer mit einer Elektronenimpulsauflösung $\Delta p/p=2\%$ bei einer Transmission von etwa 8% betrieben werden. Wegen der geringen Aktivität der benutzten ^{155}Eu -Quellen sind die Messungen mit dem Magnetspektrometer am Gesamt β -Spektrum sehr langwierig. Aus diesem Grunde wurde eine programmierbare Automatik zur Steuerung des Magnetstroms, zur Registrierung der Meßergebnisse und zur Entmagnetisierung des Spektrometers aufgebaut die ausführlich in [50] beschrieben ist. Die Notwendigkeit eines solchen vollautomatischen Betriebs des Spektrometers läßt sich an Fig.12 verdeutlichen; zu Aufnahme des hier gezeigten β -Spektrums wurde eine Gesamtmeßdauer von etwa 400 Stunden benötigt.

Trotz dieser Automatik ließ sich am magnetischen Spektrometer aus Gründen der Quellstärke keine Ry-Koinzidenzmes- sung durchführen. Aus diesem Grunde wurde als Ergänzung zu dem magnetischen Spektrometer eine Meßanordnung mit Halbleiterdetektoren entwickelt, deren schematischen Aufbau Abb.4 zeigt. Wegen des geringen energetischen Abstandes der Anregungsniveaus des ^{155}Eu mußte auf der γ -Seite des Koinzidenzzweiges ein Ge(Li) -Detektor eingesetzt werden. Daher wurde der ursprünglich eingebaute Szintillationszähler durch einen Ge(Li) -Detektor (3) mit folgenden Spezifikationen ersetzt:

Aktives Volumen	: 62 cm^3
Auflösung (^{60}Co)	: 2,2 keV
Peak/Compton-Verhältnis	: 32/1

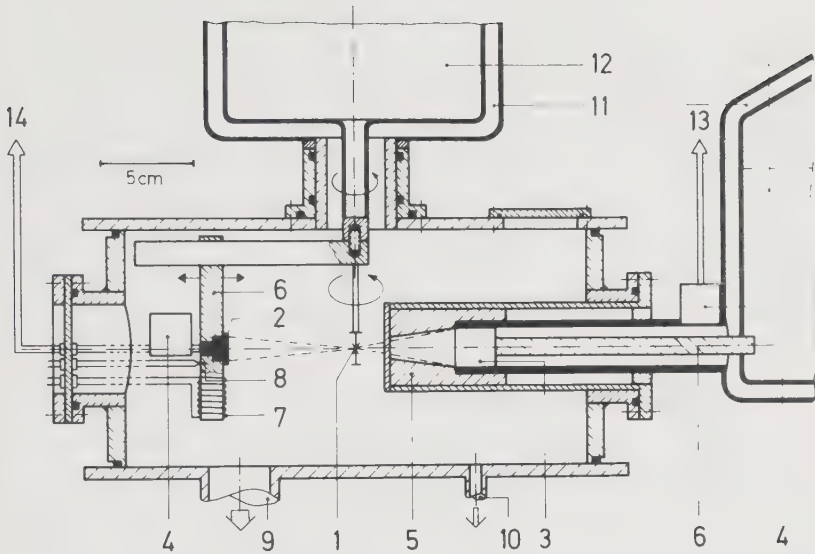


Fig.4. : Halbleiterspektrometer

- | | |
|--|---------------------------|
| 1 Quelle | 7 Heizwicklung |
| 2 Si (Li)-Detektor | 8 Thermoelement |
| 3 Ge (Li)-Detektor | 9 zum Pumpsystem |
| 4 Vorverstärker | 10 zu den Druckmeßgeräten |
| 5 Bleiabschirmung | 11 Kryostat |
| 6 Kühlfinger | 12 flüssiger Stickstoff |
| 13, 14 zur Nachweis-und Registrierelektronik | |

Als Elektronendetektoren (2) wurden verschiedene Si(Li)-pin-Dioden eingesetzt. Die Drifttiefe betrug zwischen 1...3mm, die aktive Fläche 50...100mm². Mit Hilfe des Kühlfingers (6), der Gegenheizung (7) und des Thermoelements (8) wurde jeweils die optimale Betriebstemperatur der Dioden eingestellt. Eine ausführliche Untersuchung des Energieauflösungsverhaltens dieser Dioden für Elektronen in Abhängigkeit von der Temperatur findet sich in [42]. Die auf diese Weise erreichten Werte für die Energieauflösung lagen zwischen 5 und 8keV. Beide Detektoren sind in Bezug auf die Quelle Verschiebbar, sodaß sowohl im β -als auch im γ -Zweig der Meßanordnung die jeweils optimalen Zählraten eingestellt werden können.

Der ladungsempfindliche Vorverstärker für den Elektronendetektor wurde in unmittelbarer Nähe der pin-Diode im Vakuum angebracht. Da das Vorverstärkerrauschen in erheblichem Maße von der Eingangskapazität abhängt, muß ein möglichst kurzes, kapazitätsermes Verbindungskabel zwischen Detektor (2) und Vorverstärker (4) verwendet werden. Die vom Detektor gelieferten energieproportionalen Spannungsimpulse werden nach geeigneter Verstärkung von einem rechnergesteuertem Vielkanalimpulshöhenanalysator (ND 50/50 Nuclear Data) registriert. Der übrige elektronische Aufbau der Koinzidenzmeßapparatur entspricht dem gegenwärtigen Standard.

3.3. Ablauf der Experimente

3.3.1. Magnetspektrometer

Zur Aufnahme eines β -Spektrums mit einem magnetischen Spektrometer muß für jeden Meßpunkt ein Strom I eingestellt werden, der ein Magnetfeld erzeugt, das die von der Quelle innerhalb eines Impulsintervalls Δt emittierten Elektronen auf den Detektor fokussiert. Der Strom I wird bei

dem hier benutzten Spektrometer über den Spannungsabfall U an einem zu den Spektrometerspulen in Serie liegenden Widerstand von $2\text{ m}\Omega$ bestimmt. Als Detektor wird ein Szintillationszähler bestehend aus einem organischen Szintillator, Lichtleiter und Photomultiplier verwendet. Die von einer der letzten Dynoden des Photomultipliers abgenommenen Spannungsimpulse gelangen nach geeigneter Verstärkung auf einen Diskriminator. Alle Impulse, die die Diskriminatorschwelle überschreiten, werden von einem Zähler registriert. Die Diskriminatorschwelle wird dabei so eingestellt, daß die Rauschimpulse des Detektors zu weiteren Registrierung nicht zugelassen werden. Auf diese Weise erhält man zu jeder Einstellung des Spektrometerstroms eine Zählrate

$$R = R(U) \quad (3.1.)$$

Aus dieser Zählrate läßt sich mit Hilfe des in 4.1. beschriebenen Auswerteverfahrens die Impuls- bzw. Energieverteilung der von der Quelle emittierten Elektronen berechnen. Von der Zählrate R muß außerdem noch die Untergrundrate R_0 abgezogen werden. Diese wird vor Beginn und am Ende jeder Messung bei abgeschaltetem Magnetstrom und geschlossenen Spektrometerblenden bestimmt.

Da bei dem hier benutzten nicht eisenfreien Spektrometer ein eventuell vorhandener Restmagnetismus die auszumessenden β -Spektren verfälschen würde, muß vor jeder Messung sorgfältig entmagnetisiert werden, um die einmal vorgenommene Eichung des Spektrometers abzusichern. Um dabei Bedienungsfehler auszuschließen, wird diese Entmagnetisierung ebenfalls von der digital steuerbaren Stromversorgung mit automatischem Entmagnetisierungsprogramm übernommen. [50] Die Energie - bzw. Impulseichung des Spektrometers wurde für eine bestimmte Blendengeometrie ($E1$) mit Hilfe der wohlbekannten Konversionslinien des $\text{Th}(\text{B+C}''')$, ^{137}Cs und ^{60}Co durchgeführt. Der so bestimmte Eichfaktor beträgt:

$$\Omega = 0,4438 \text{ mV/ G cm} \quad (3.2.)$$

Der Zusammenhang zwischen dem relativen Elektronenimpuls und der feldbestimmenden Einstellgröße U ist damit (Vgl. 2.1.)

$$\eta = \frac{U}{\Omega} \cdot \frac{1}{1704,43} \quad \frac{1}{\text{G} \cdot \text{cm}} \quad (3.3.)$$

3.3.2. Halbleitermeßanordnung

Während mit dem magnetischen Spektrometer wegen der geringen Aktivität der benutzten ^{155}Eu -Quellen (Vgl. 3.1.) nur Messungen am Gesamt β -Spektrum durchgeführt werden konnten, wurde die Meßanordnung mit Halbleiterdetektoren vorwiegend für $\beta\gamma$ -Koinzidenzmessungen eingesetzt. An Hand des Blockschaltbildes in Fig. 5 soll beschrieben werden, auf welche Weise β -Partialspektren durch Koinzidenzmessungen aus einem komplexen β -Spektrum separiert werden können.

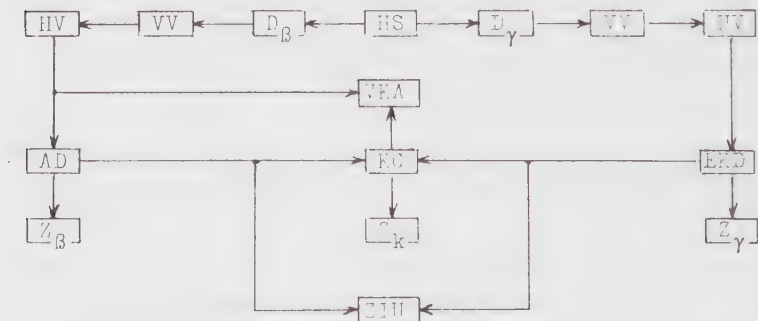


Fig. 5: Blockschaltbild zur Aufnahme von β -Spektren mit Koinzidenzbewertung.

HS Halbleiterspektrometer; D_{β} β -Detektor;
 D_{γ} γ -Detektor; VV Vorverstärker; HV Haupt-
 verstärker; EKD Einkanal diskriminator;
 AD Amplitudendiskriminator; KG Koinzidenzgerät;
 VKA Vielkanalanalysator; ZIU Zeit-Impulshöhen-
 umsetzer; Z_{β}, γ, k Kontrollzähler

Nach geeigneter Verstärkung und Impulsformung in Vorverstärker VV und Hauptverstärker HV gelangen die energieproportionalen Ausgangssignale des γ -Detektors auf einen Einkanaldiskriminator EKD. Mit dem Einkanaldiskriminator wird ein Energienfenster ausgeblendet, das dem γ -Übergang entspricht, zu dem das damit koinzidente β -Partialspektrum gemessen werden soll. Im β -Zweig werden die Ausgangssignale des Halbleiterdetektors ebenfalls passend geformt und verstärkt, bevor sie auf einen Amplitudendiskriminator AD gelangen, dessen Schwelle so eingestellt wird, daß das von Elektronik und Detektor herrührende Rauschen unterdrückt wird.

Wenn die Ausgangssignale des Amplitudendiskriminators AD und Einkanaldiskriminators EKD innerhalb der eingestellten Koinzidenzauflösungszeit auf das Koinzidenzgerät KG gelangen, liefert dieses einen Ausgangsimpuls, der das lineare Tor des Vielkanalanalysators für die energieproportionalen Signale des β -Hauptverstärkers öffnet. Der Zeitabgleich der gesamten Meßapparatur wird mit Hilfe mehrerer (in Fig.5 nicht eingezeichneter) Verzögerungseinheiten und einem Zeit-Impulshöhen-Umsetzer ZIU vorgenommen. Die Einzel- und Koinzidenzraten werden mit den Zählern Z_{β} , Z_{γ} , und Z_K kontrolliert.

Neben den echten Koinzidenzen, die vom Zerfall desselben Kerns herrühren treten wegen des statistischen Charakters des radioaktiven Zerfalls und der endlichen Koinzidenzauflösungszeit auch noch zufällige Koinzidenzen auf, die ebenfalls registriert werden. Um die Zahl der zufälligen Koinzidenzen möglichst gering zu halten, muß die Koinzidenzauflösungszeit τ so klein wie möglich sein; die untere Grenze für τ ist durch die Forderung vorgegeben, daß keine Verluste an echten Koinzidenzen auftreten dürfen. Bei dem hier verwendeten RC-Impulsformungsverfahren in beiden Hauptverstärkern wurden Koinzidenzauflösungszeiten von etwa 100 ns

erreicht. Dabei resultiert ein Verhältnis von echten zu zufälligen Koinzidenzereignissen von 10:1.

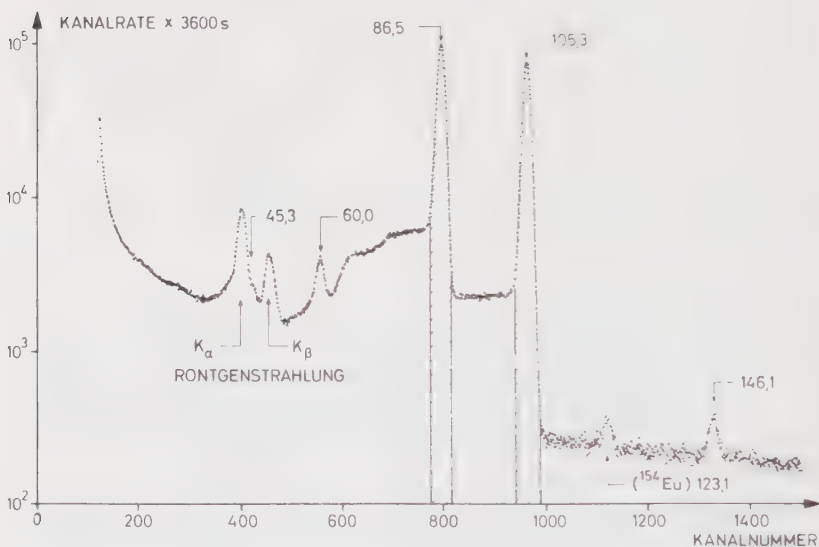


Fig.6. : Mit einem Ge(Li)-Detektor aufgenommenes γ -Spektrum des ^{155}Eu , bei dem die Störaktivität ^{156}Eu auf weniger als 1% abgeklungen ist. Alle Energien sind in keV angegeben. Lage und Breite der bei den Koinzidenzmessungen gewählten Energiefenster sind schraffiert angedeutet.

Beim Amplitudenabgleich des Einkanaldiskriminators im γ -Zweig zur Ausblendung der entsprechenden γ -Energiefenster ist zu berücksichtigen, daß niederenergetische γ -Linien jeweils auf dem Compton-Untergrund höherenergetischer Übergänge aufsitzen. (Vgl. hierzu Fig.6) Damit werden nicht nur die unter der Totalabsorptionslinie liegenden, sondern auch Comptonereignisse von anderen γ -Über-

gängen zur Koinzidenz zugelassen. Dementsprechend sind dem interessierenden Spektrum andere β -Partialspektren überlagert. Durch diese Überlagerung geht Information, die in der Formstruktur eines β -Spektrums liegt, verloren. Von der experimentellen Seite her bestehen zwei Möglichkeiten, diesen Störeffekt möglichst gering zu halten. Zum einen sollte zur Registrierung der γ -Quanten ein Ge(Li)-Detektor verwendet werden, der ein möglichst großes Totalabsorptionspeak/Compton Verhältnis * besitzt. Dieses Verhältnis ist ebenso wie die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors wesentlich von der Größe des Ge-Kristalls abhängig; es beträgt bei den besten heute zur Verfügung stehenden Detektoren etwa 35:1, bei dem hier benutzten 32:1. Die andere Möglichkeit, den oben genannten Störeffekt zu verkleinern, besteht darin, die Fenster des Einkanaldiskriminators im γ -Zweig so schmal wie möglich einzustellen, selbst wenn dabei ein Bruchteil der auf den Flanken des Totalabsorptionspeaks liegenden Ereignisse verloren geht. Zur Verdeutlichung der hier gewählten Schwellenstellungen des Einkanaldiskriminators ist die Breite und Lage der Energiefenster im γ -Spektrum in Fig.6 schraffiert angedeutet. In ungünstigen Fällen, d.h. bei Koinzidenzmessungen mit γ -Übergängen aus Kernzerfällen, bei denen noch mehrere höherenergetische Übergänge existieren, kann dieser Störeffekt nicht völlig ausgeschaltet werden.

Bei der Durchführung der $\beta\gamma$ -Koinzidenzmessungen wurden zunächst mit relativ kurzer Meßzeit die Gesamtkoinzidenzereignisse (echte und zufällige Koinzidenzen) registriert. Nachdem der Zeitabgleich der Koinzidenzanordnung durch eine zusätzliche Verzögerungseinheit "vertrimmt" wurde, konnten dann die Zufallskoinzidenzen gleich lang in einer anderen Gruppe des Vielkanalanalysators aufgesammelt werden.

* Das Peak/Compton Verhältnis wird von den Herstellern der Ge(Li)-Detektoren als Verhältnis der maximalen Zählrate im Totalabsorptionspeak zur Zählrate im mittleren flachen Teil des Compton-Kontinuums definiert.

Darauf folgt dann wieder eine Messung von Gesamtkoinzidenzen in eine neue Gruppe des Vielkanalanalysators, darauf wieder eine Messung der zufälligen allein u.s.w. Am Ende der Meßzeit werden dann die einzelnen Gesamtkoinzidenzenspektren und Zufallskoinzidenzenspektren aufaddiert.

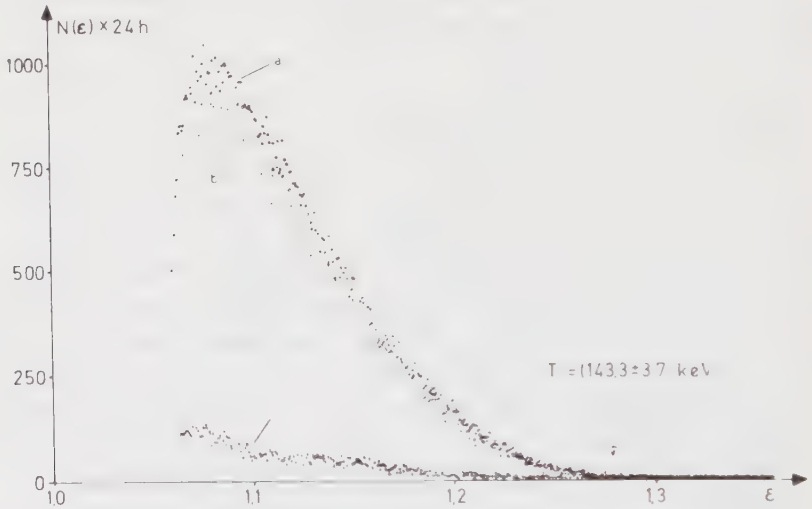


Fig.10.: Partialspektrum E_4 des ^{155}Eu in Koinzidenz mit dem 105 keV- γ -Übergang

- a: Gesamtkoinzidenzspektrum,
- b: echtes Koinzidenzspektrum,
- c: zufälliges Koinzidenzspektrum.

Dieses Verfahren bietet mehrere Vorteile:

- a) Bei der Auswertung der Spektren kann das zufällige Koinzidenzspektrum ohne weitere Korrektur direkt vom Spektrum der Gesamtkoinzidenzen abgezogen werden, um so das reine untergrundkorrigierte Koinzidenzspektrum zu separieren. Dazu muß allerdings vorausgesetzt werden, daß die Totzeit des Mehrkanals bei beiden Messungen vernachlässigbar klein ist. Diese Voraussetzung ist

bei den hier auftretenden maximalen Koinzidenzraten von etwa 10/s gut erfüllt. Zur Demonstration sind in Fig.10. ein so gemessenes echtes, zufälliges und untergrundkorrigiertes Koinzidenzspektrum einander gegenübergestellt.

- b) Der Einbau eines aufwendigen und ggf. störanfälligen Stabilisierungsgerätes in die Meßapparatur ist bei diesem wechselweisen Aufnahmeverfahren für echte und zufällige Koinzidenzen nicht notwendig. Man kann davon ausgehen, daß langzeitige Verstärkungsschwankungen des elektronischen Aufbaus sich bei diesem Meßverfahren in gleicher Weise auf die Registrierung der echten und zufälligen Koinzidenzen auswirken.
- c) Bei den hier erforderlichen langen Meßzeiten von mehreren Tagen kommt es relativ häufig vor, daß eine Messung gestört oder unterbrochen wird. (Ausfall elektronischer Bauteile, Defekte der Vakuumapparatur, Netzausfall u.s.w.) Bei dem hier angewandten Verfahren ist dann zumindest sichergestellt, daß die bis zum Zeitpunkt des Auftretens der Unterbrechung registrierten Meßergebnisse noch zur Auswertung herangezogen werden können. Von dieser Möglichkeit konnte mehrfach Gebrauch gemacht werden.

4. Meßergebnisse

4. 1. Auswertung

Um die Impuls-bzw Energieverteilung der von der β -Quelle emittierten Elektronen aus einer Magnetspektrometer - oder Halbleitermessung zu bestimmen, muß an den Rohmeßdaten eine Reihe von Korrekturen angebracht werden, bevor sie mit den theoretischen Beziehungen nach 2.8. oder 2.9. verglichen werden können. Dabei macht die Menge des anfallenden Datenmaterials den Einsatz digitaler Rechenautomaten notwendig. Für die Auswertung der Meßdaten wurde ein 16K-Rechner vom Typ C90-40 der Firma CII eingesetzt. Einzelheiten der benutzten Rechenprogramme sollen hier nicht diskutiert werden; (Vgl. dazu [35]) im folgenden sollen lediglich die an den gemessenen Spektren anzubringenden grundlegenden Korrekturen beschrieben werden.

Da es sich bei Magnetspektrometermessungen und Halbleiterspektrometermessungen um zwei grundsätzlich verschiedene Meßverfahren handelt, werden auch die Auswertevorschriften für beide Meßanordnungen verschieden sein. Zunächst soll das Auswerteverfahren für Magnetspektrometermessungen diskutiert werden.

Wie bereits in 3.3.1. beschrieben, erhält man zu jeder Einstellung des Magnetstroms am Spektrometer eine Zählrate $R(U)$. Da die feldbestimmende Einstellgröße U dem relativen Impuls der Zerfallselektronen gemäß 3.3. proportional ist, läßt sich die korrigierte Zählrate als

$$Z(\tau) = \{ R(\tau) - R_0 \} \cdot C_R(\tau) \quad (4.1.)$$

darstellen. Dabei ist R_0 die Untergrundzählrate, die vor und nach jeder Messung bei geschlossenen Spektrometerblenden und abgeschaltetem Magnetstrom getrennt bestimmt wird.

Bevor auf die Bedeutung des Korrekturfaktors $C_R(n)$ näher eingegangen wird, sei noch darauf hingewiesen, daß in 4.1. zwei Vereinfachungen vorgenommen wurden. Zum einen wäre noch ein Korrekturfaktor $C_A(n)$ anzubringen, der den Einfluß der Auflösung des Spektrometers auf die Form der gemessenen β -Spektren berücksichtigt. Dieser Einfluß müßte an den Stellen der stärksten Krümmung der Spektren - dies ist am oberen Ende in der Nähe der Grenzenergie der Fall - besonders deutlich werden. Eine Abschätzung von Fellmann der den Spektrenverlauf am oberen Ende durch eine Parabel anpaßte, zeigte jedoch, daß dieser Einfluß bei der hier benutzten Spektrometerauflösung von $\Delta p/p \approx 2\%$ vernachlässigbar klein ist. Zum anderen wäre in 4.1. ein weiterer Korrekturfaktor $\exp[(\ln 2)t/T_{1/2}]$ anzubringen, der den Zerfall des Meßpräparats während der Meßzeit berücksichtigt. Da jedoch die längsten Meßzeiten von etwa 14 Tagen für eine Meßreihe klein gegen die Halbwertszeit $T_{1/2} = 3,9a$ des ^{155}Eu sind, kann auch dieser Korrekturterm vernachlässigt werden.

Der Einfluß des Korrekturgliedes $C_R(n)$ soll an Fig.7 verdeutlicht werden. Hier ist schematisch die Spannungsimpulshöhenverteilung am Ausgang des Szintillationsdetektors für zwei verschiedene am Spektrometer eingestellte Fokussierungsenergien ($T_2 > T_1$) dargestellt. Eine solche Impulshöhenverteilung setzt sich im wesentlichen aus drei Anteilen zusammen. Die Gaußverteilung A_P (bei der hier gewählten logarithmischen Darstellung eine Parabel) ist auf Elektronen zurückzuführen, die ihre gesamte kinetische Energie im Szintillationskristall abgegeben haben. Das sich zu niedrigen Energien hin anschließende weiße Kontinuum A_R (tail) rührt von Elektronen her, die aus dem Kristall herausgestreut wurden und dementsprechend nur einen Teil ihrer Energie abgegeben haben. Die Verteilung A_N schließlich ist auf das Rauschen der gesamten Detektoranordnung zurückzuführen.

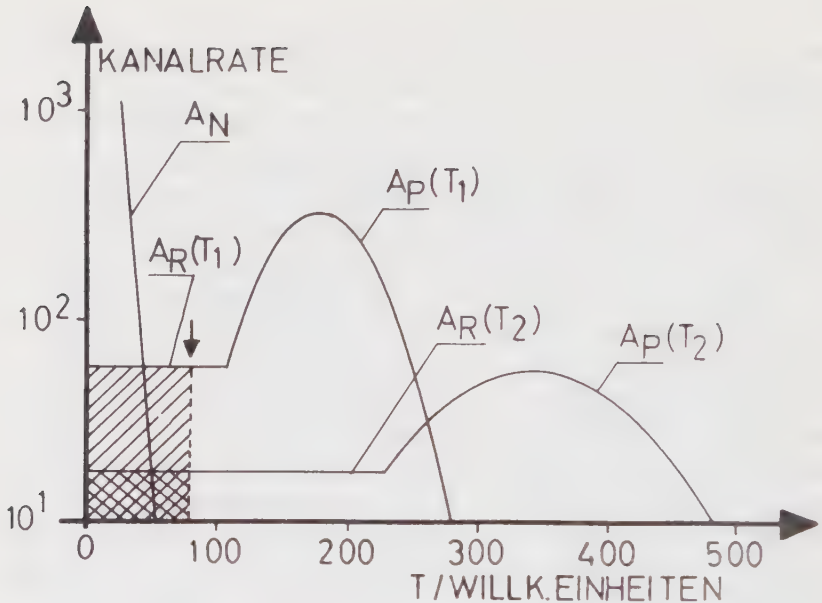


Fig. 7.: Schematische Darstellung der Spannungsimpulshöhenverteilungen am Ausgang des Szintillationszählers am magnetischen B-Spektrometer für zwei verschiedene Fokussierungsenergien. ($T_1 < T_2$). A_P Totalabsorptionlinie, A_R Rückstreukontinuum, A_L Leuchstverteilung der Detektoranordnung. Die Stellung der Diskriminatorschwelle ist durch einen Pfeil von oben markiert. Der jeweils abgeschnittene und nicht zur Registrierung zugelassene Teil der Rückstreuverteilung A_R ist schraffiert angedeutet.

Durch umfangreiche Messungen (Vgl. [32]) konnte gezeigt werden, daß das Verhältnis von rückgestreuten zu absorbierten Elektronen unabhängig von der Fokussierungsenergie T ist. Dieses Verhältnis, der sogenannten Rückstreuoeffizient p , ist definiert als

$$p = \frac{\text{Anzahl der zurückgestreuten Elektronen}}{\text{Anzahl der insgesamt aufgetroffenen Elektronen}} = \frac{N_b}{N_i}$$

p beträgt bei den hier verwendeten organischen Szintillatoren etwa 10%. Wie bereits in 3.3.1. beschrieben, werden mit dem magnetischen Spektrometer sogenannte Diskriminatorspektren im Zählbetrieb aufgenommen. Es wird eine Diskriminatorschwelle oberhalb der Rauschverteilung A_n gesetzt und alle diese Schwelle überschreitenden Ereignisse werden gezählt. Die Stellung dieser Diskriminatorschwelle ist in Fig.7 eingezeichnet. Je nach eingestellter Fokussierungsenergie wird ein unterschiedlicher Bruchteil (in Fig.7 schraffiert) der gesamten Signalverteilung registriert. Bei großen Fokussierungsenergien ist der abgeschnittene Anteil gering, bei niedrigen Fokussierungsenergien fällt der Abschneideeffekt jedoch immer mehr ins Gewicht. Dieser Effekt führt insgesamt zu einer energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit bei der Aufnahme von β -Spektren nach dem Diskriminatorverfahren. Wenn ein Satz solcher Spannungsimpulshöhenverteilungen für mehrere Energien und die Stellung der Diskriminatorschwelle bekannt sind, kann der Korrekturfaktor $C_R(n)$ numerisch berechnet und ein gemessenes Spektrum damit korrigiert werden. Die Güte dieses Korrekturverfahrens wurde an Hand der Kurie-Plots der erlaubten β -Spektren von ^{60}Co , ^{35}S , und ^{32}P überprüft.

Da bei magnetischen Spektrometern das Impulsfenster proportional zu η ist, muß die gemessene korrigierte Zählrate $Z(n)$ schließlich noch auf das Impulseinheitsintervall bezogen werden. Damit erhält man für die Impulsverteilung der Elektronen:

$$N(n) = \frac{Z(n)}{\eta} \quad (4.3.)$$

Wie in 3.2. beschrieben, wird mit einem Halbleiterdetektor in Verbindung mit einem Vielkanalimpulshöhenanalysator ein β -Spektrum nicht schrittweise, sondern simultan aufgenommen. Auch bei diesem Meßverfahren müssen die gemessenen Spektren in Bezug auf die Rückstreuung der Elektronen aus dem Halbleiterkristall korrigiert werden. In Fig.8 ist die 624 keV K-Konversionslinie des ^{137}Cs dargestellt. Hier

wurde der kontinuierliche β -Untergrund durch eine Koinzidenzmessung (mit einem $N_a J$ (Tl)-Szintillationszähler) mit den zugehörigen K-Röntgenlinien abgetrennt. Man erkennt ähnlich wie in Fig.7 eine Totalabsorptionslinie und ein Rückstreucontinuum der auf den Halbleiterdetektor auftretenden monochromatischen Konversionselektronen. Bei der in Fig.8a gezeigten Messung betrug der Abstand zwischen Quelle und Detektor 4mm, bei Fig.8b 50mm. (Für diese Messung wurde ein Detektor mit einer Oberfläche von 50mm^2 benutzt.) Das Rückstreucontinuum bei dem kleinen Abstand zwischen Quelle und Detektor weist eine ausgeprägte Struktur auf, die auf Elektronenstreuung an Quellen- und Detektorhalterung sowie auf Kanteneffekte an der Si(Li)-Diode zurückzuführen ist. Dagegen ist das Rückstreucontinuum bei größerem Abstand zwischen Quelle und Detektor in guter Näherung als weißes Continuum anzusehen. Sorgfältige Messungen an mehreren im Koinzidenzverfahren separierten Konversionslinien zeigten, daß der Rückstreuoeffizient p bei hinreichend großem Abstand zwischen Quelle und Detektor unabhängig von der Energie ist. [35] Für verschiedene Detektoren ergaben sich Werte von $p = 0,35..0,37$.

Wird ein β -Spektrum mit einem Halbleiterdetektor aufgenommen, so ist die resultierende Energieverteilung der Zerfallselektronen als Überlagerung von Einzelverteilungen nach Fig.8 anzusehen. Unter der Voraussetzung eines weißen Rückstreucontinuuums nach Fig.8b konnte Charoenkwan [41] zeigen, daß gemessene β -Spektren in Bezug auf die Elektronenrückstreuung numerisch zu korrigieren sind.

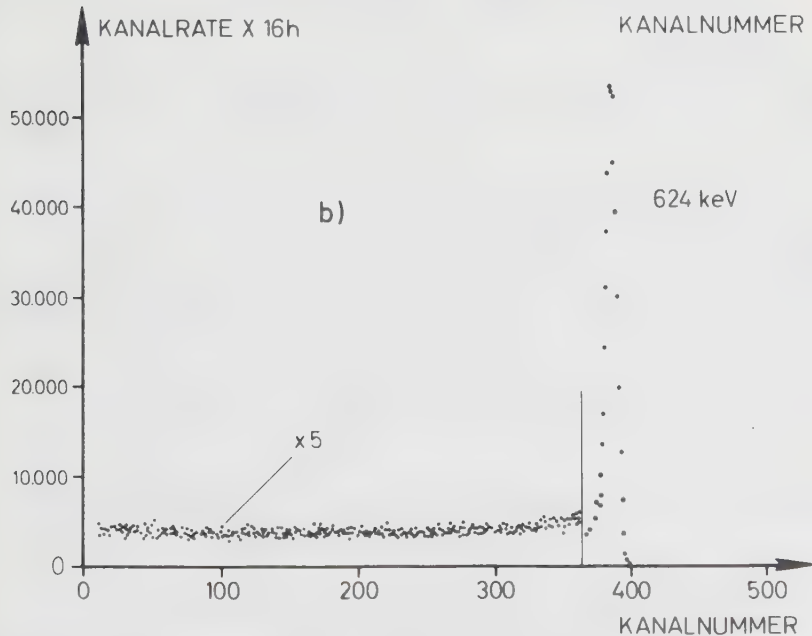
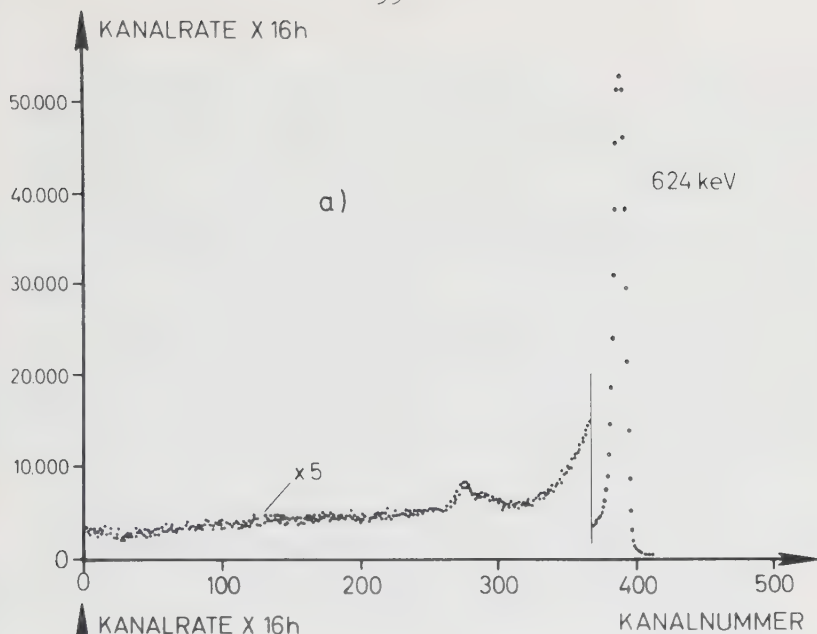


Fig. 8: K-Konversionslinie des ^{137}Cs .

Fig. 8a: Abstand zwischen Quelle und Si(Li)-Detektor 4mm.

Fig. 8b: Abstand zwischen Quelle und Si(Li)-Detektor 50mm.

Der Einfluß der Elektronenrückstreuung auf ein gemessenes β -Spektrum ist an Hand von Fig.9 demonstriert. Hier ist die im Koinzidenzverfahren separierte Komponente β_4 des ^{155}Eu dargestellt. Man erkennt, daß die unkorrigierten Messwerte (a) gegenüber den in Bezug auf die Rückstreuung korrigierten Werten (b) eine zu niedrigen Energien hin immer größere Abweichung aufweisen. Zur Überprüfung des gesamten Korrekturverfahrens wurden darüberhinaus Messungen an den erlaubten Spektren von ^{60}Co und ^{32}P vorgenommen. Diese Messungen wurden mit den selben Quellen am magnetischen Spektrometer wiederholt. Die Übereinstimmung der Ergebnisse bei diesen beiden unabhängigen Meßverfahren für verschiedene β -Spektren mit unterschiedlicher Grenzenergie zeigt, daß das hier gewählte Korrekturverfahren für die Auswertung von mit Halbleiterdetektoren gemessenen β -Spektren geeignet ist. (Vgl. auch [42])

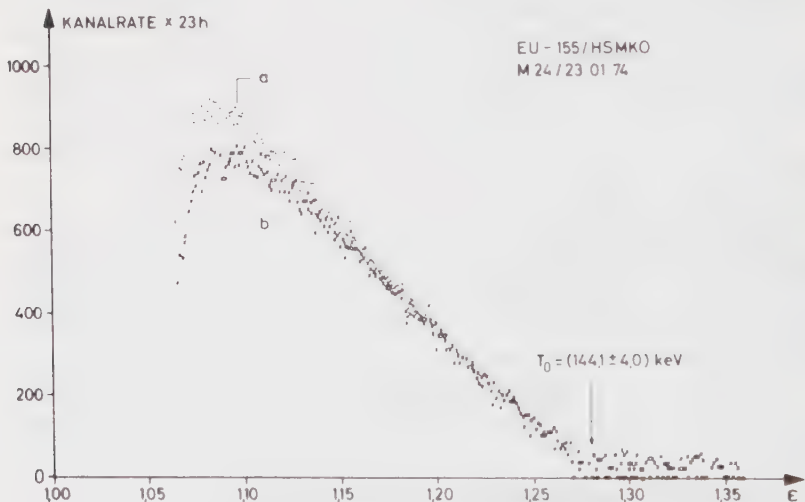


Fig.9. : Partialspektrum β_4 des ^{155}Eu in Koinzidenz mit dem 105 keV- γ -Übergang.
a: ohne Rückstreckorrektur,
b: nach Rückstreckorrektur.

Die Auftragung $N(\epsilon)$ über ϵ eines gemessenen β -Spektrums ist wenig aussagekräftig. Einmal ist wegen des parabolischen Verlaufs am oberen Ende des Spektrums eine genaue Festlegung der Grenzenergie problematisch. Zum andern kann bei der kontinuierlichen Energieverteilung der Zerfallselektronen nicht ohne weiteres entschieden werden, ob ein einfaches β -Spektrum vorliegt oder ob noch weitere - insbesondere schwache - β -Komponenten zu der Verteilung $N(\epsilon)$ beitragen. Außerdem können keinerlei Rückschlüsse auf den Verbotenheitsgrad des betreffenden Übergangs gezogen werden. Zweckmäßigerweise trägt man demnach die Größe

$$\sqrt{\frac{N(\epsilon)}{F(Z, \epsilon) n S_n(\epsilon)}} \sim (\epsilon_0 - \epsilon)$$

über der relativen Gesamtenergie auf. (Kurie-Plot) Diese Darstellung liefert eine Gerade, die die Energieachse bei der Grenzenergie ϵ_0 schneidet. Dabei wird der Formfaktor $S_n(\epsilon)$, der zunächst noch unbekannt ist, unberücksichtigt gelassen. Beispiele für solche Kurie-Plots werden in 4.2.3. gegeben.

Liegen im Falle eines komplexen β -Spektrums mehrere Einzelspektren vor, so kann die Kurie-Darstellung (Analyse) beginnend bei der Komponente mit der höchsten Grenzenergie, mehrfach angewendet werden, um die Partialspektren zu separieren. In der Praxis zeigt sich jedoch, daß sich die dabei auftretenden Rechenfehler so schnell addieren, daß nur die zwei oder drei höchstenergetischen Partialspektren abgetrennt werden können.

Wenn ein β -Partialspektrum entweder durch Kurie-Analyse oder durch $\beta\gamma$ -Koinzidenzmessungen abgetrennt und den soeben beschriebenen Korrekturen unterworfen wurde, können daran Formfaktoruntersuchungen vorgenommen werden. Entsprechend den Ausführungen in 2.1. ergibt sich für die experimentellen Formfaktoren:

Bei Messungen mit dem Halbleiterspektrometer:

$$S_{\text{exp}}^h(\epsilon) = \frac{N(\epsilon)}{F(Z, \epsilon) r \epsilon (\epsilon_0 - \epsilon)^2}$$

Bei Messungen mit dem Magnetspektrometer:

$$S_{\text{exp}}^m(\epsilon) = \frac{N(\epsilon)}{F(Z, r) r^2 (\epsilon_0 - \epsilon)^2}$$

Wie bereits in 2.1. beschrieben muß an die Meßgrößen die Funktion $S_n(\epsilon) = k(1+a\epsilon)$ angepaßt werden. Dies geschieht mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Beispiele für solche Anpassungen finden sich in 4.2.4.

4.2. Diskussion der Ergebnisse

4.2.1. γ -Spektrum

Das aus dem β -Zerfall des ^{155}Eu resultierende γ -Spektrum des ^{155}Gd ist in Fig. 6 dargestellt. Hier sind die bei 60 keV, 85 keV, 105 keV und 146 keV liegenden γ -Totalabsorptionslinien, sowie die K_α - und K_β -Röntgenlinien gut zu erkennen. (Die in diesem Spektrum bei 123 keV auftretende γ -Totalabsorptionslinie ist sowohl energetisch als auch aus Gründen der Halbwertszeit eindeutig dem Zerfall des ^{154}Eu zuzuordnen.) Eine Unstimmigkeit, die sich durch die gesamte ^{155}Eu -Literatur hinzieht, besteht in der Frage, ob ein 118 keV-Zustand des ^{155}Gd beim β -Zerfall des ^{155}Eu angeregt wird. Wenn dies der Fall ist, kann dieses Niveau entweder direkt oder über Kaskadenzerfälle in den Grundzustand des ^{155}Gd übergehen.

Zunächst wurde mit dem Ge(Li)-Detektor untersucht, ob der direkte Grundzustandsübergang existiert. Zur Verbesserung

der statistischen Genauigkeit wurde die Meßzeit so ausgedehnt, daß im interessierenden Energiebereich die Speicherkapazität des Mehrkanalanalysators voll ausgenutzt wurde. Bei der Auswertung dieser Messungen konnte kein Hinweis auf die Existenz einer 118 keV- γ -Totalabsorptionslinie gefunden werden.

Die zu erwartenden Kaskadenübergänge aus dem 118 keV-Niveau über die bei 105 keV, 86 keV und 60 keV liegenden Niveaus müßten Energien von 13 keV, 32 keV und 58 keV besitzen. Zur Klärung der Frage, ob diese γ -Übergänge existieren, wurde ein hochauflösender Röntgenquantendetektor eingesetzt. Wegen der niedrigen γ -Energien wurden diese Messungen mit offenen Quellen durchgeführt. In Fig.11 ist ein typisches Beispiel einer solchen Messung gezeigt.

Wegen der erheblich besseren Auflösung des Röntgenquantendetektors sind hier die niederenergetischen γ - und Röntgenlinien - im Gegensatz zu dem Ge(Li)-Spektrum in Fig.6 - gut zu erkennen. Die Lage der zu erwartenden γ -Kaskadenübergänge ist durch Pfeile von unten markiert, es zeigte sich jedoch trotz sorgfältiger Auswertung mehrerer solcher Messungen kein Hinweis auf die Existenz dieser Übergänge.

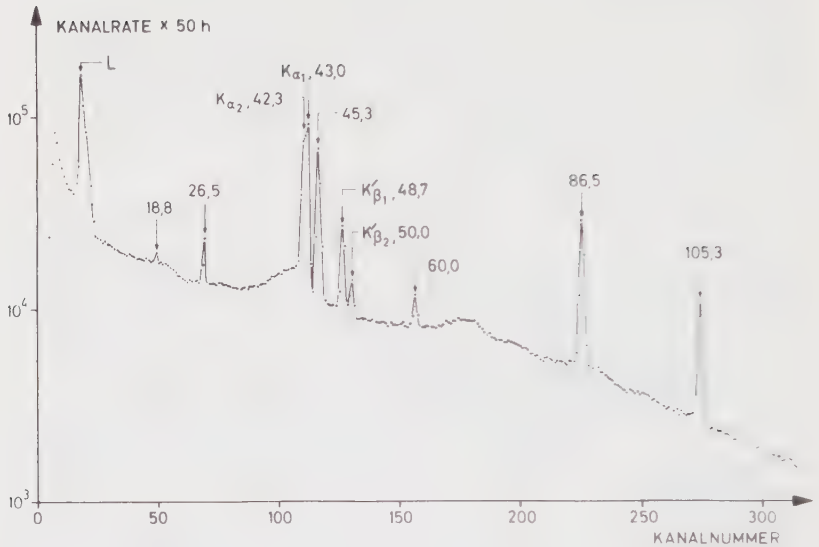


Fig.11.: Mit einem Röntgenquantendetektor aufgenommenes γ -bzw. Röntgenspektrum des ^{155}Eu . Alle Energien sind in keV angegeben. ($K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K'_{\beta 1}$, $K'_{\beta 2}$ sind in der klassischen (Siegbahn) Bezeichnung angegeben).

Ein genaueres Literaturstudium zeigt, daß von den Autoren, die ein - wenn auch nur sehr schwach besetztes - 118 keV-Niveau des ^{155}Gd angeben, Quellen benutzt wurden, die durch den Neutroneneinfangsprozeß



hergestellt wurden. Da in diesen Fällen das Ausgangsnuklid ^{153}Eu nur auf 95% bzw. 98% angereichert war, liegt die Vermutung nahe, daß eine radioaktive Verunreinigung

der Quellen vorlag. In diesem Fall kommt als Verunreinigung ^{169}Yb in Betracht. Zum einen tritt beim β^+ -Zerfall des ^{169}Yb ein 118 keV- γ -Übergang mit der größten relativen Häufigkeit auf. Zum anderen macht sich der Unterschied der Halbwertszeiten des ^{169}Yb von $T_{1/2}=93$ d und des ^{155}Eu von $T_{1/2}=3,9$ a bei den nur wenige Stunden dauernden γ -Messungen nicht bemerkbar. Schließlich besitzt das stabile ^{168}Yb (Häufigkeit im natürlichen Isotopengemisch: 0,2%) den sehr großen Einfangsquerschnitt von $\sigma = 11000$ barn für die Bildung des ^{169}Yb .

Das Ergebnis dieser Studien kann dahingehend zusammengefaßt werden, daß das 118 keV-Niveau beim β -Zerfall des ^{155}Eu nicht angeregt wird.

4.2.2. Halbwertszeit

Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Messungen am γ -Spektrum des ^{155}Gd wurden außerdem zur Bestimmung der Halbwertszeit des ^{155}Eu herangezogen. Dazu wurde das γ -Spektrum des ^{155}Gd mit dem Ge(Li)-Detektor (Vgl. Fig.6) im Abstand von je etwa einem Monat aufgenommen. Zur Auswertung der Spektren wurde das Rechenprogramm Sesam II[45] von Apell und Gemeinhardt benutzt. In Tab.3 sind die bisher vorliegenden und in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse einander gegenübergestellt.

Autor	$T_{1/2}/a$
Alexander [17]	1,7
Blichert-Toft[4]	1,81
Reiersen [12]	1,81
Lederer [44]	1,81
Mowatt [8]	$4,6 \pm 0,2$
Vorliegende Arbeit	$3,9 \pm 0,6$

Tab.3 Halbwertszeiten des ^{155}Eu

Von den Autoren in [17],[4],[12]und[44]werden keine Angaben über das Meßverfahren und keine Fehlerangaben gemacht. Mowatt[8]bestimmte die Halbwertszeit des ^{155}Eu aus dem Abklingverhalten der intensiven 105 keV γ -Totalabsorptionslinie. In der vorliegenden Arbeit wurden die 60 keV, 86 keV und 105 keV Totalabsorptionslinien, sowie die K -und K_{β} -Röntgenlinien zur Auswertung herangezogen. Jede Abklingkurve ergab innerhalb der Fehlergrenzen eine Halbwertszeit, die mit dem Ergebnis von Mowatt verträglich ist. In Tab.3 ist der Mittelwert der Einzelmessungen angegeben. Der relativ große Fehler ist darauf zurück zu führen, daß nur vier Messungen bei fester Detektorgeometrie durchgeführt werden konnten, da der verwendete Ge(Li)-Detektor nach etwa 150 Tagen einen Defekt aufwies.

4.2.3. log ft-Werte

Wie in 2.1. beschrieben, müssen zur Bestimmung des log ft-Wertes eines β -Übergangs in einem komplexen β -Spektrum die Halbwertszeit des Mutterkerns, die relative Häufigkeit und die Grenzenergie des Übergangs, sowie die Funktion $f(Z,e)$ bekannt sein.

Die relative Häufigkeit $I_{\beta i}$ eines β -Übergangs ist durch

$$I_{\beta i} = \frac{I_i}{I} = \frac{\int_0^{e_{oi}} N_i(e) de}{\int_0^{e_{omax}} N(e) de}$$

definiert. Dabei ist I_i das Integral über das jeweils betrachtete Partialspektrum und I das Integral über das Gesamt- β -Spektrum. Wenn kein β -Übergang zwischen den Grundzuständen von Mutter- und Tochterkern vorliegt, lassen sich die relativen Häufigkeiten $I_{\beta i}$ der Partialspektren aus den relativen Häufigkeiten der zugehörigen γ -Übergänge berechnen. Wenn wie im Fall des ^{155}Eu ein Grundzustandsübergang vorhanden ist, muß aus einer Messung am Gesamt- β -

Spektrum mit Hilfe der Kurie-Analyse das Verhältnis $I_{\beta 1}/I_{\beta 2}$ bestimmt werden. Da sich bei der Kurie-Analyse eines komplexen Gesamtspektrums die auftretenden Rechenfehler sehr schnell fortpflanzen, ist es nicht sinnvoll, die weiteren Verzweungsverhältnisse $I_{\beta 2}/I_{\beta 3}$...zu bestimmen. Es ist dann zweckmäßiger, die übrigen Verzweungsverhältnisse aus den relativen Häufigkeiten der entsprechenden γ -Übergänge zu berechnen. Dieser Weg wurde hier eingeschlagen. Das Verhältnis $I_{\beta 1}/I_{\beta 2}$ wurde mit Hilfe der Kurie-Analyse aus mehreren Magnetspektrometermessungen am oberen Ende des Gesamt- β -Spektrums des ^{155}Eu bestimmt.

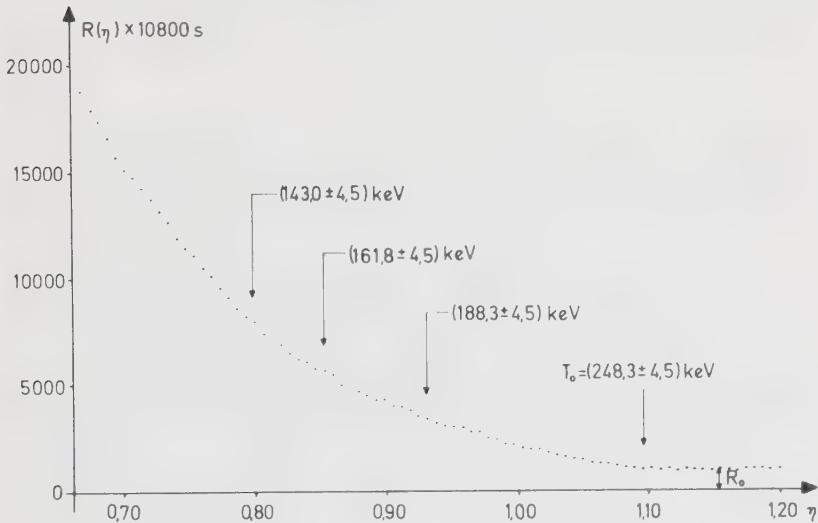


Fig. 12. : Mit dem magnetischen Spektrometer im vollautomatischen Betrieb aufgenommenes Gesamt- β -Spektrum des ^{155}Eu . Die Grenzennergien der einzelnen Partialspektren $\beta_1 - \beta_4$ sind durch Pfeile angegeben.

Ein solches Spektrum, das im vollautomatischen Meßbetrieb mit dem magnetischen Spektrometer aufgenommen wurde, ist in Fig. 12 dargestellt. Dabei betrug die Gesamtmeßdauer

etwa 400 Stunden. Die Grenzenergien der inneren Partialspektren sind angedeutet. Aus sechs solcher Magnetspektromettermessungen konnte das Verhältnis

$$I_{\beta 1}/I_{\beta 2} = 1,2 \pm 0,3$$

als Mittelwert bestimmt werden. Der große Fehler bei diesem Verzweigungsverhältnis ergibt sich aus der Tatsache, daß für die Kurie-Analyse nur die relativ geringen Energiebereiche $T_{\beta 1} - T_{\beta 2} = 60$ keV und $T_{\beta 2} - T_{\beta 3} = 27$ keV zur Verfügung stehen. Die übrigen β -Verzweigungsverhältnisse wurden aus den relativen Häufigkeiten der einzelnen γ -Übergänge berechnet. Diese wurden als gewichtete Mittelwerte aus den Angaben in [4], [10a], [12], [13], [17] und [44] entnommen.

Bei diesem Verfahren ist zu beachten, daß die einzelnen Anregungszustände des ^{155}Gd nicht nur über γ -Übergänge, sondern auch über innere Konversion zerfallen. Da die von Subba Rao [13] und Foin [9] experimentell bestimmten Konversionskoeffizienten erheblich voneinander abweichen, wurden zur Berechnung der Gesamtübergangswahrscheinlichkeiten der einzelnen Niveaus die theoretisch berechneten Konversionskoeffizienten nach [46] herangezogen. Da die Konversionskoeffizienten von der Multipolarität der γ -Übergänge abhängen, wurden für die Multipolaritäten der Einzelübergänge die Werte nach [44] eingesetzt, die aus Messungen am Zerfall (K-Einfang) des ^{155}Tb bekannt sind.

Die auf diese Weise bestimmten Verzweigungsverhältnisse sind in Tab.4 zusammengestellt und mit den Ergebnissen anderer Autoren verglichen. Die Ergebnisse nach [13], [30], [47] und [48] beruhen auf der Kurie-Analyse älterer Magnetspektromettermessungen und sind hier nur der Vollständigkeit wegen wiedergegeben.

Insbesondere konnte in diesen Arbeiten wegen der bei der Kurie-Analyse auftretenden Fehleraddition nicht zwischen des Übergängen β_3 und β_4 unterschieden werden, da die Energiedifferenz zwischen T_{OB3} und T_{OB4} nur 18,8 keV beträgt. An den entsprechenden Stellen in Tab.4 sind diese Übergänge mit β_{34} gekennzeichnet.

Literaturangabe		β_i	T_0/keV	$I_{\beta_i}/\%$
Lee (1954)	[47]	β_1	252	16
		β_{34}	152	84
Glazunov (1958)	[48]	β_1	245	3
		β_2	185	39
		β_{34}	140	58
Kumari (1959)	[30]	β_1	245 ± 5	20
		β_2	182 ± 5	22
		β_{34}	145 ± 5	58
Subba Rao (1960)	[13]	β_1	250	13
		β_2	190	8
		β_{34}	150	75
		β_5	100	4
Lederer (1968)	[44]	β_1	248	16
		β_2	188	10
		β_3	161	40
		β_4	143	34
Vorliegende Arbeit		β_1	248 ± 3	13 ± 3
		β_2	188 ± 3	11 ± 3
		β_3	161 ± 3	48 ± 9
		β_4	143 ± 3	27 ± 6
		β_5	102 ± 3	$1,3 \pm 0,3$

Tab. 4 : Grenzenergien und relative Häufigkeiten der
Partialspektren β_1 - β_5 beim Zerfall des ^{155}Eu

In Tab.4 sind außerdem die Grenzenenergien $T_{0\beta i}$ der einzelnen Partialspektren angegeben. Dabei wurde die Grenzenenergie $T_{0\beta 1}$ des Grundzustandsübergangs β_1 aus der Kurie-Darstellung mehrerer Magnetspektrometermessungen am oberen Ende des Gesamt- β -Spektrums bestimmt. Die Grenzenenergien $T_{0\beta 3}$ und $T_{0\beta 4}$ wurden direkt aus der Kurie-Darstellung der im Koinzidenzverfahren aufgenommenen Partialspektren β_3 und β_4 bestimmt. (Vgl. dazu Fig'n. 13,14,16,17) Von anderen Autoren wurden die Grenzenenergien dieser Partialspektren nur mit Hilfe der bekannten γ -Übergangsenergien aus der β -Grundzustandsübergangsenergie berechnet. Neben einer mehrfachen Kontrolle der Einzelergebnisse erbringt die in dieser Arbeit durchgeführte Bestimmung dreier Grenzenenergien eine Verschärfung der Fehlerangaben. Während von einigen Autoren keine Fehlerangaben gemacht werden, stimmen die in dieser Arbeit gefundenen Ergebnisse im Rahmen der Fehlergrenzen mit den Werten für $T_{0\beta 1}$ und $T_{0\beta 2}$ von Kumari [30] überein. Kumari konnte jedoch bei der Durchführung der Kurie-Analyse die Übergänge β_3 , β_4 und β_5 nicht separieren.

Mit Hilfe der in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse zur Halbwertszeit des ^{155}Eu , den β -Verzweigungsverhältnissen und Grenzenenergien konnten die $\log ft$ -Werte der einzelnen β -Übergänge neu berechnet werden. Die Funktion $f(Z, \epsilon)$ wurde dabei den Tabellenwerken [43] und [44] entnommen. Die Ergebnisse sind in Tab.5 angegeben.

β_i	$\log ft \text{ (exp)}$ (vorliegende Arbeit)	$\log ft \text{ (exp)}$ (Lederer [44])	$\log ft \text{ (theor)}$ (Bogdanov [45])
β_1	8,6	8,2	8,4
β_2	8,3	8,2	8,4
β_3	7,5	7,2	—
β_4	7,6	7,1	—
β_5	8,6	—	8,7

Tab.5 $\log ft$ -Werte der Partialspektren β_1 - β_5 beim Verfall des ^{155}Eu .

In jüngster Zeit berechnete Bogdan [21] auf Grund eines Nilsson-Modells mit Coriolis-Kopplung die $\log ft$ -Werte für die einfach verbotenen Übergänge β_1 , β_2 und β_5 erneut. Diese theoretischen Werte stimmen mit den hier bestimmten experimentellen Werten gut überein. (Vgl. Tab.5)

4.2.4. Formfaktoren

Gemäß den Auswahlregeln für Spin und Parität (Vgl. Zerfallsschema nach Fig.1 und Tab.2) sind die Partialspektren β_3 und β_4 erlaubt. Die hier bestimmten $\log ft$ -Werte für diese Übergänge (Vgl. Tab.5) deuten jedoch auf unique einfach verbotene Übergänge hin. Da unique einfach verbotene β -Spektren eine signifikante Abweichung von der erlaubten Struktur aufweisen [2], [3], wurden an diesen Spektren Formfaktoruntersuchungen durchgeführt.

Dazu wurden durch $\beta\gamma$ -Koinzidenzmessungen mit dem Halbleiterspektrometer die Partialspektren β_3 und β_4 abgetrennt und den in 4.1. beschriebenen Korrekturen unterworfen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in den Fig'n.: 13-18 dargestellt. Fig.13 zeigt ein Beispiel des Partialspektrums β_3 , Fig.14 die zu dieser Messung gehörende Kurie-Darstellung. Die zugehörige Formfaktordarstellung mit dem Ansatz (2.7.) ist in Fig.15 dargestellt. Die entsprechenden Meßergebnisse für den Übergang β_4 zeigen die Fig'n.16,17, und 18. Die aus den jeweiligen Kurie-Darstellungen berechneten Mittelwerte der Grenzenergien sind in Tab.4 angegeben. Als gewichteter Mittelwert für die beiden Formfaktorkoeffizienten a ergab sich aus insgesamt 26 Messungen:

$$\beta_3 : a = -0,01 \pm 0,15$$

$$\beta_4 : a = -0,02 \pm 0,20$$

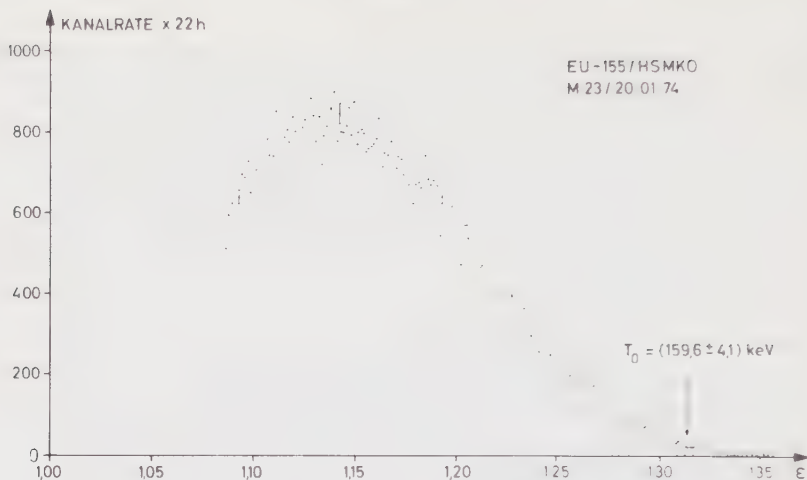


Fig. 13.: Partialspektrum B_3 , das in Koinzidenz mit dem 105 keV γ -Übergang aufgenommen wurde.

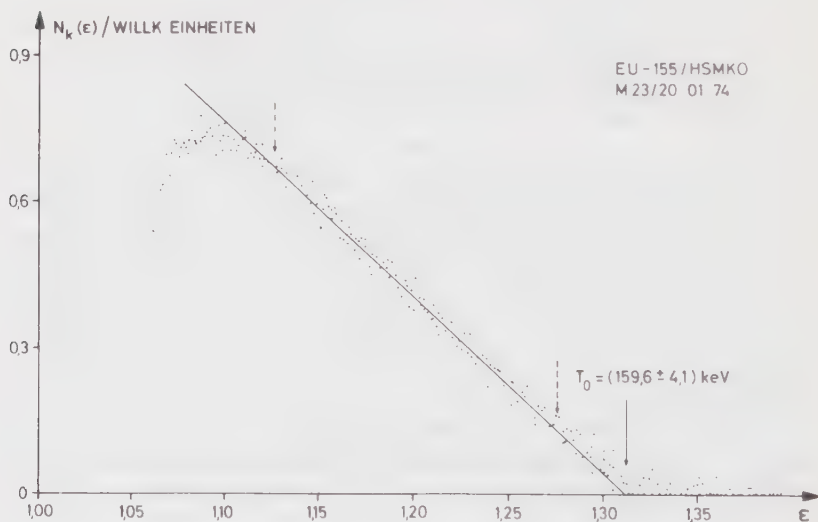


Fig. 14.: Kurie-Darstellung des Partialspektrums B_3 . Die Ausgleichsgerade wurde nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnet. Der zur Auswertung herangezogene Bereich ist durch Pfeile markiert.

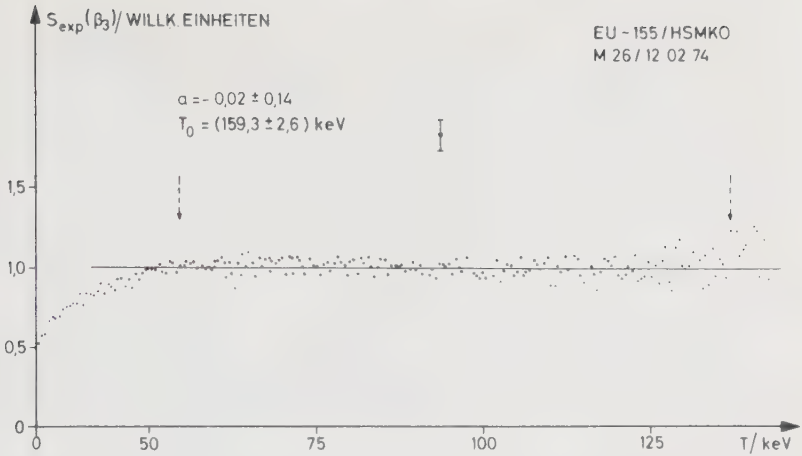


Fig. 15 : Formfaktordarstellung mit Ausgleichsgerade für das Partialspektrum B_3 . Der zur Auswertung herangezogene Bereich ist durch Pfeile markiert. Der mittlere statistische Fehler des Einzelmeßwertes ist angegeben.

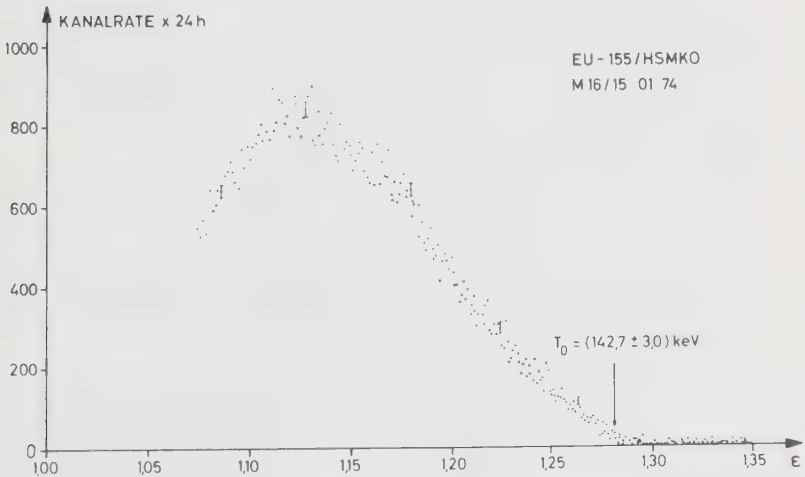


Fig. 16.: Partialspektrum B_4 , das im Koinzidenz mit dem 105 keV γ -Übergang aufgenommen wurde.

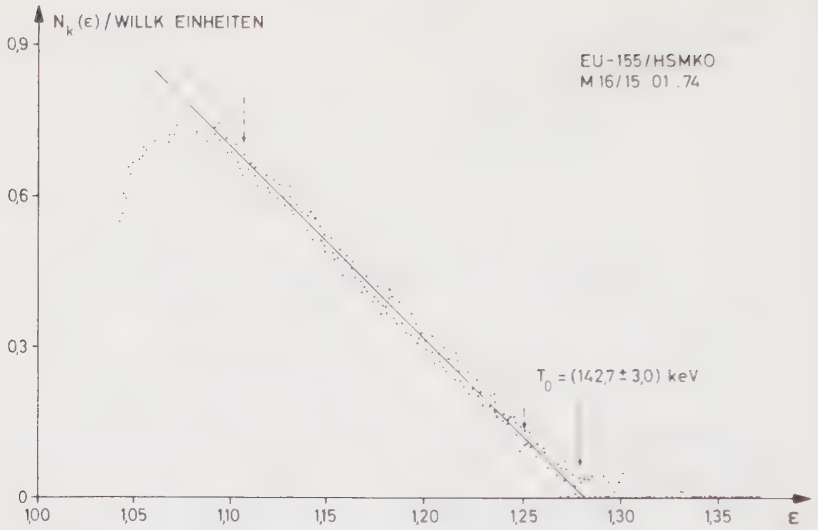


Fig. 17: Kurze-Darstellung des Partialspektrums B_1 . Die Ausgleichsgerade wurde nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate berechnet. Der zur Auswertung herangezogene Bereich ist durch Pfeile markiert.

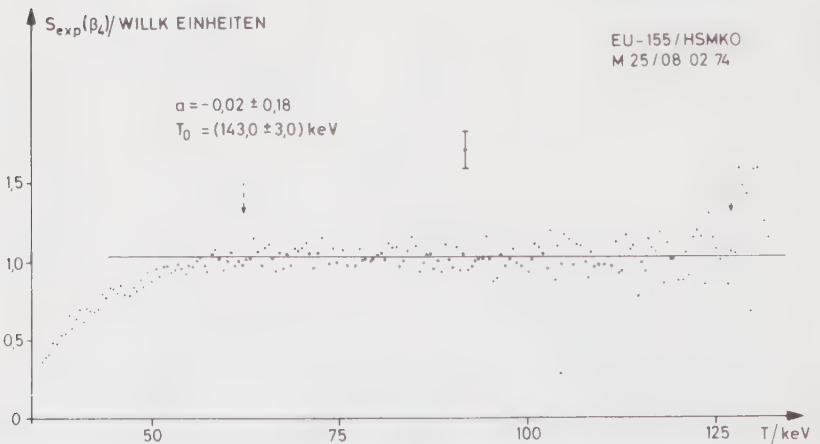


Fig. 18: Formfaktordarstellung mit Ausgleichsgerade für das Partialspektrum B_4 . Der zur Auswertung herangezogene Bereich ist durch Pfeile markiert. Der mittlere statistische Fehler des Einzelmeßwertes ist angegeben.

Da die beiden Formfaktorkoeffizienten im Rahmen der Fehlergrenzen Null sind, kann aus diesem Ergebnis geschlossen werden, daß keine meßbare Abweichung der Spektren β_3 und β_4 von der erlaubten (statistischen) Form vorliegt. Dieser Sachverhalt steht im Einklang mit den in Tab.2 genannten Auswahlregeln für Spin und Parität der an diesen β -Übergängen beteiligten Niveaus.

Der - trotz der hohen $\log ft$ -Werte - erlaubte Charakter dieser Übergänge läßt sich mit Hilfe der Auswahlregeln von Alaga [51] für die asymptotischen Quantenzahlen beim Zerfall deformierter Kerne deuten.

Bei großen Kerndeformationen treten Einteilchenschwingungen parallel und in einer Ebene senkrecht zur Symmetrieachse des Kerns auf, die durch asymptotische (approximative) Quantenzahlen n_z und Λ beschrieben werden können. Dabei ist n_z die Oszillatorquantenzahl für Schwingungen parallel zur Symmetrieachse und Λ die Komponente des Bahndrehimpulses in Richtung der Symmetrieachse. Daneben tritt noch die Hauptquantenzahl N des Oszillators auf. Die Auswahlregeln von Alaga, die nicht streng gelten, (Vgl. dazu [51]) sagen aus, daß ein bestimmter β -Übergang mit wachsender Differenz ΔN , Δn_z und $\Delta \Lambda$ der asymptotischen Quantenzahlen zwischen Mutter- und Tochterzustand zunehmend behindert wird. Empirisch ist diese Regel bei vielen β -Zerfällen im Bereich der Seltenen Erden bestätigt. Für den β -Zerfall des ^{155}Eu läßt sich mit Hilfe der asymptotischen Quantenzahlen, die aus Nilsson-Modellrechnungen entnommen werden, (Vgl.[4]) folgende Tabelle aufstellen:

Zustand	N	n _Z	A	ΔN	Δn _Z	ΔA	Δ:
¹⁵⁵ Eu	4	1	3	—	—	—	—
¹⁵⁵ Gd (stab.)	5	2	1	1	1	2	B ₁
¹⁵⁵ Gd (60keV)	5	2	1	1	1	2	B ₂
¹⁵⁵ Gd (86keV)	6	5	1	2	4	2	B ₃ e
¹⁵⁵ Gd (105keV)	6	4	2	2	3	1	B ₄ e
¹⁵⁵ Gd (146keV)	5	2	1	1	1	2	B ₅

Tab.5 Asymptotische Quantenzahlen beim β-Zerfall des ¹⁵⁵Eu.
Die erlaubten Übergänge sind mit "e" gekennzeichnet.

Die relativ großen Änderungen der asymptotischen Quantenzahlen bei den erlaubten Übergängen B₃ und B₄ deuten darauf hin, daß diese Übergänge stark behindert sind. Damit lassen sich die hohen log ft-Werte dieser Übergänge qualitativ erklären. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den im Zerfallsschema nach Fig.1 getroffenen Zuordnungen für Spin und Parität der an diesen Übergängen beteiligten Niveaus.

Zusammenfassung

Die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen am β -Zerfall des ^{155}Eu konnten einige Zerfallsdaten dieses Kerns bestätigen und einige Unstimmigkeiten am Zerfallsschema aufklären. Darüberhinaus konnten dem bisher vorliegenden experimentellen Datenmaterial einige neue Ergebnisse hinzugefügt werden.

Zur Bestimmung der Halbwertszeit des ^{155}Eu wurden sorgfältige γ -spektroskopische Untersuchungen durchgeführt. Im Verlauf dieser Untersuchungen stellte sich heraus, daß ein umstrittener β -Übergang des ^{155}Eu in ein 118 keV-Niveau des ^{155}Gd auf eine radioaktive Verunreinigung der Meßpräparate zurückzuführen ist.

Darüberhinaus wurde die Zerfallsenergie zwischen den Grundzuständen von ^{155}Eu und ^{155}Gd durch Messungen mit einem magnetischen Spektrometer bestimmt; die Grenzenenergien zweier Partialspektren konnten durch $\beta\gamma$ -Koinzidenzmessungen mit einem Halbleiterspektrometer erstmals direkt gemessen werden.

Mit Hilfe der in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse zur Halbwertszeit, den β -Grenzenenergien und Verzweigungsverhältnissen konnten die $\log ft$ -Werte der einzelnen β -Übergänge neu berechnet werden. Schließlich konnten mit Hilfe von $\beta\gamma$ -Koinzidenzmessungen an einem Halbleiterspektrometer erstmals die inneren Partialspektren β_3 und β_4 separiert werden. An diesen Spektren wurden Formfaktoruntersuchungen vorgenommen, die - trotz der hohen $\log ft$ -Werte - den erlaubten Charakter dieser Übergänge bestätigen. Dieser Sachverhalt läßt sich mit Hilfe der Auswahlregeln der asymptotischen Quantenzahlen für den β -Zerfall deformierter Kerne befriedigend erklären.

- 1 E. Fermi
Z. Phys. 88 (1934), 161
- 2 H. Weidenmüller
Rev. Mod. Phys. 33 (1961), 574
- 3 Schopper
Weak Interactions and Nuclear Beta Decay
North-Holland Publishing Company-Amsterdam (1966)
- 4 P. Blichert-Toft et. al.
Nucl. Phys. A96 (1967), 190
- 5 J. Kormicki et. al.
Nucl. Phys. A102 (1967), 253
- 6 R. Stevens JR et. al.
Phys. Lett. 21 (1966), 401
- 7 E. Jaskola et. al.
Nucl. Phys. A133 (1969), 26
- 8 R. Howatt
Can. J. Phys. 48 (1970), 1933
- 9 C. Foin et. al.
J. Physique 28 (1967), 861
- 10 K. Murakawa
Phys. Rev. 96 (1954)
- 10a E. Hatch et. al.
Z. Phys. 155 (1959), 609
- 11 I. Kanestrøm et. al.
Nucl. Phys. A145 (1970), 461

- 12 J. Reiersen et. al.
Nucl. Phys. A153 (1971), 109
- 13 B. Subba Rao
Nuov. Cim. 16 (1960), 283
- 14 B. Subba Rao
Nucl. Phys. 28 (1961), 503
- 15 B. Harmatz et. al.
Phys. Rev. 114 (1959), 1082
- 16 E. Bernstein et. al.
Nucl. Phys. 18 (1960), 40
- 17 P. Alexander
Nucl. Phys. A108 (1968), 145
- 18 D. Speck
Phys. Rev. 101 (1956)
- 19 N. Bunker et. al.
Phys. Lett. 25 (1967), 396
- 20 G. Løvnhøiden et. al.
Nucl. Phys. A148 (1970), 657
- 21 D. Bogdan et. al.
Z. Phys. 263 (1973), 129
- 22 J. Borggreen et. al.
Nucl. Phys. A143 (1970), 255
- 23 D. Raeside
Nucl. Instr. Meth. 87 (1970), 7

- 24 B. Deutch et. al.
Nucl. Phys. 16 (1960), 81
- 25 V. Dubey et. al.
Phys. Rev. 103 (1956), 1430
- 26 H. Blumberg et. al.
Phys. Rev. 170 (1968), 1076
- 27 W. Low et. al.
Phys. Rev. 115 (1959), 424
- 28 A. Hryniewicz et. al.
Nucl. Phys. 80 (1966), 608
- 29 N. Delyagin et. al.
JETP 24 (1967), 64
- 30 K. Ambiyé et. al.
Proc. Ind. Acad. Sci. 50 (1959), 342
- 32 B. Patt
Diplomarbeit Marburg (1969)
- 33 P. Mioduzsewski
Diplomarbeit Marburg (1969)
- 34 S. Fellmann, B. Patt
A Rapid and Simple Preparation Method for Metallic
B- Sources
Zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. Meth. vorgesehen
- 35 S. Fellmann
Dissertation Marburg (1972)

- 36 S. Fellmann, B. Patt
Elektrolytische Herstellung von β -Quellen der Seltenen
Erden.
Zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. Meth. vorgesehen
- 37 L. Fehr
Diplomarbeit Marburg (1966)
- 38 S. Fellmann, B. Patt und H. Wagner
GSI-Bericht
- 39 S. Fellmann, B. Patt und H. Wagner
Vhdlg. DPG
- 40 S. Fellmann, B. Patt und H. Wagner
Herstellung von β -Quellen mit Hilfe von Ionenquellen.
Zur Veröffentlichung in Nucl. Instr. Meth. vorgesehen
- 41 P. Charoenkwan
Nucl. Instr. Meth. 34 (1965), 93
- 41a D. Boneau
Dissertation Ames (Iowa)
- 42 S. Fellmann, B. Patt
A Versatile Semiconductor β -Spectrometer
Nucl. Instr. Meth. 115 (1974), 413
- 42a S. Fellmann, B. Patt
Vhdlg. DPG (1972)
- 43 Nucl. Data Sheets (1971)

- 44 M. Lederer
Table of Isotopes
John Wiley & Sons, Inc., New York (1968)
- 45 SESAM II
H. Apell, W. Gemeinhard (Marburg)
- 46 Nucl. Data Sheets (1973)
- 47 M. Lee Phys. Rev. 93 (1954), 155
Phys. Rev. 93 (1954), 155
- 48 M. Glazunov et. al.
Bull. Acad. Sci. USSR 22 (1958), 932
- 49 H. Slätis, H. Siegbahn
Ark. f. fysik. 1 (1949), 339
- 50 S. Fellmann, B. Patt R. Thielmann und T. Kobrzynski
Digital steuerbare Stromversorgung für Magnetische
Spektrometer mit automatischem Entmagnetisierungs-
programm.
Nucl. Instr. Meth. 116 (1957), 77
- 51 G. Alaga
Nucl. Phys. 4 (1957), 625

L e b e n s l a u f

Am 4. Nov. 1940 wurde ich, Bernhard Heinrich Patt, als Sohn des Kaufmanns Bernhard Patt und seiner Ehefrau Elisabeth Patt geb. Heupel in Siegen geboren. Von 1947 bis 1954 besuchte ich die Volksschule in Hilchenbach/Westf. Anschließend trat ich in das Staatliche Aufbaugymnasium in Hilchenbach ein und legte dort im Frühjahr 1961 die Reifeprüfung ab.

Im Sommersemester 1961 begann ich an der Philipps Universität in Marburg mit dem Studium der Physik. Dort legte ich im Sommersemester 1964 die Diplomvorprüfung und im Wintersemester 1965 die Fächerprüfung zum Diplom ab. Anschließend begann ich meine Diplomarbeit, in deren Rahmen ich mich mit den Eigenschaften von Szintillationszählern als β -Detektoren in einem magnetischen Spektrometer beschäftigte.

Nach Beendigung meiner Diplomarbeit im März 1969 arbeitete ich mit S. Fellmann zusammen in einer selbständigen Arbeitsgruppe, die sich mit β -Spektroskopie beschäftigte. Neben Ausbau- und Modernisierungsarbeiten am magnetischen Spektrometer lag das Schwergewicht der Gruppenarbeit auf der Entwicklung eines vielseitig einsetzbaren Halbleiterspektrometers. Nach Beendigung dieser Vorarbeiten wurde die Anfertigung der vorliegenden Arbeit ermöglicht.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren: Cappeller, Großmann, Kamke, Kerler, Ludwig, Madelung, Mann, Petzold, Walcher und Wolter in Physik; Christian, Endl, Klingen, Peyerimhoff, Richert, Schmidt und Wirsing in Mathematik; Boos, Dimroth, Mahr, Pfeil und Starke in Chemie.

